



Sections efficaces de production des résonances j/ψ ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb a 158 GeV/c par nucléon

Frédéric Bellaïche

► To cite this version:

Frédéric Bellaïche. Sections efficaces de production des résonances j/ψ ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb a 158 GeV/c par nucléon. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Claude Bernard - Lyon I, 1997. Français. NNT: . tel-00001397

HAL Id: tel-00001397

<https://theses.hal.science/tel-00001397>

Submitted on 13 Jun 2002

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Remerciements

Je remercie M. J-E. AUGUSTIN, Directeur de Recherche et Directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon qui bien voulu de présider le jury de cette thèse. Je remercie également M. le Professeur J. CASTOR ainsi que M. le Professeur G. DELLACASA, qui a bien voulu faire le déplacement depuis l'Italie, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ce travail.

Je tiens également à remercier MM. G. CHANFRAY et J-F. MATHIOT, ainsi que M. L. KLUBERG, porte-parole de la collaboration NA50, qui ont accepté d'être membres du jury.

Je remercie chaleureusement M. J-Y. GROSSIORD, Directeur de Recherche, qui m'a accueilli dans le groupe « Energies Intermédiaires », guidé tout au long de cette étude et qui a usé son stylo à quatre couleurs en corrigeant ce manuscrit.

J'adresse mes plus vifs remerciements aux membres du groupe « Energies Intermédiaires », MM. M. BEDJIDIAN, O. DRAPIER, A. GUICHARD, R. HAROUTUNIAN, M. JACQUIN, J-R. PIZZI, et plus particulièrement à MMme B. CHEYNIS et F. OHLSSON-MALEK qui m'ont supporté dans leur bureau pendant ces années.

Mes remerciement s'adressent également aux membres de la collaboration NA50 pour leur aide amicale.

Enfin, je voudrais exprimer toute ma gratitude à ma famille et à mes amis précieux, qui m'ont soutenu et encouragé.

A mes grand-mères.

Résumé

Dans le cadre de la recherche expérimentale de la formation du plasma de quarks et de gluons dans les interactions entre ions lourds ultrarelativistes, les données obtenues par la collaboration NA50 auprès du SPS au CERN sont analysées.

La cible segmentée utilisée par l'expérience NA50 est décrite et analysée en termes d'efficacité d'identification du vertex et de reconnaissance de réinteractions.

Les sections efficaces de production des charmonia J/ψ , ψ' (via leur désintégration en paires de muons) et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon sont mesurées. La dépendance en énergie transverse E_\perp des taux de production du J/ψ et du processus Drell-Yan est extraite.

La comparaison des sections efficaces extraites avec celles mesurées pour des systèmes plus légers et la comparaison de la dépendance en E_\perp de la section efficace de production du J/ψ avec les prédictions théoriques issues du modèle de Glauber montrent l'existence d'une suppression *anormale* du taux de production du J/ψ qui dépend de la centralité des collisions. Cette suppression anormale est mise en rapport avec les modèles théoriques proposés par différents auteurs, décrivant la formation et l'interaction des états liés du charmonium dans un milieu déconfiné ou non déconfiné.

Abstract

In the framework of the experimental research for the quark and gluons plasma formation in ultrarelativistic heavy ion collisions, data obtained by the NA50 collaboration at SPS-CERN are analysed.

The segmented target used by NA50 experiment is described and analysed in terms of vertex identification efficiency and reinteractions recognition.

The absolute J/ψ , ψ' and Drell-Yan process cross-sections in 158 GeV/c per nucleon Pb-Pb interactions are extracted. The transverse energy dependence of the production yield of J/ψ and Drell-Yan process is established.

The comparison of these cross-sections with the ones measured in lighter systems and the comparison of the E_\perp dependence of J/ψ production with the Glauber model prediction show an *anomalous* J/ψ suppression which depends of the centrality of the collisions. The anomalous suppression observed in Pb-Pb interactions is confronted to theoretical models proposed by several authors, describing charmonium bound states formation and interactions in confined or deconfined media.

Introduction

Depuis la naissance de la théorie du *Big Bang*, l'origine de l'univers n'a cessé d'attirer la curiosité des chercheurs. Si les astrophysiciens recherchent la réponse dans l'observation des galaxies, les physiciens des particules tentent de recréer la matière primordiale en laboratoire. Dans les années 80, l'accélération d'ions lourds à très grande énergie a permis l'exploration de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité d'énergie et de pression. De nombreuses signatures expérimentales visant à mettre en évidence la formation en laboratoire de cette matière primordiale, encore appelée « *plasma de quarks et de gluons* », ont été proposées et sont explorées. Les expériences de collisions d'ions lourds ultrarelativistes ont débuté avec l'utilisation de faisceaux ^{16}O et ^{28}Si de 14,5 GeV/ c par nucléon auprès de l'AGS à Brookhaven et ^{16}O , ^{32}S de 200 GeV/ c par nucléon auprès du SPS au CERN. Ces expériences se poursuivent au CERN avec les ions ^{208}Pb de 158 GeV/ c par nucléon et seront effectuées à de plus hautes énergies encore avec le futur collisionneur LHC.

Dès 1986, la suppression du taux de production de la résonance J/ψ a été proposée comme signature expérimentale du plasma. L'expérience NA50 (CERN-SPS), qui succède à l'expérience NA38 qui utilisait des faisceaux plus légers, a pour objectif la mesure des caractéristiques des paires de muons produites dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/ c par nucléon. Outre la description générale de cette expérience, cette thèse renferme plus particulièrement le travail effectué dans deux directions : l'exploitation des données fournies par la cible segmentée d'une part (chapitre 3), le calcul des sections efficaces de production des charmonia J/ψ , ψ' et du processus Drell-Yan (chapitres 4 et 5) et leur dépendance avec l'énergie transverse (chapitre 6), d'autre part.

Le premier chapitre renferme une introduction de quelques notions théoriques sur le plasma de quarks et de gluons ainsi que la description de certains processus physiques proposés pour sa mise en évidence.

Le second chapitre décrit très succinctement l'appareillage expérimental.

Le troisième chapitre est consacré à la description de la cible segmentée, à l'extraction des informations fournies pour le calcul du vertex d'interaction, à sa performance en terme d'efficacité et à la reconnaissance d'événements avec interactions de fragments ou aux doubles interactions.

Le chapitre 4 est consacré à l'évaluation du nombre d'événements J/ψ , ψ' et Drell-Yan.

Dans le chapitre 5, la luminosité intégrée est évaluée, conduisant aux calculs des sections efficaces de production.

Enfin, le chapitre 6 est consacré à l'établissement de la dépendance en énergie transverse des sections efficaces de production. Un calcul simple prenant en compte l'absorption nucléaire permet de montrer une suppression anormale du taux de production du J/ψ en réaction Pb-Pb, suppression d'autant plus forte que l'énergie transverse est plus grande.

1

Plasma de quarks et de gluons

Ce chapitre est consacré à l'introduction de quelques notions théoriques sur le plasma de quarks et de gluons, ainsi qu'à la description de certains processus physiques proposés pour sa mise en évidence.

1.1 Introduction

La matière hadronique ($n, p, \pi^\pm, \pi^0, K, \rho$, etc.) est formée par un assemblage de quarks et/ou d'antiquarks liés entre eux par un potentiel confinant. La théorie des interactions fortes exprimée sur réseaux prévoit une transition de phase de déconfinement, à très grande température et/ou densité baryonique, conduisant la matière nucléaire ordinaire vers un état extrême appelé «*plasma de quarks et de gluons*». Cet état, où les constituants élémentaires de la matière hadronique (quarks et gluons) possèdent un libre parcours moyen de l'ordre de l'échelle de longueur Λ_{qcd}^{-1} du monde hadronique, se forme dans des conditions accessibles en laboratoire lors de collisions entre ions lourds ultrarelativistes.

Un effort considérable a été apporté ces dix dernières années à l'étude, aussi bien expérimentale que théorique, des propriétés de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de température et de densité. Les études expérimentales, qui ont débuté dès 1986 avec l'utilisation des faisceaux d'ions ^{16}O et ^{28}Si de 14,5 GeV par nucléon de l'AGS¹, et ^{16}O , ^{32}S de 200 GeV/c par nucléon du SPS², se poursuivent au CERN avec l'utilisation d'ions ^{208}Pb de 158 GeV/c par nucléon.

Nous présentons dans ce chapitre les principaux éléments de la physique du plasma de quarks et de gluons. Après une brève description de la dynamique des interactions entre ions lourds ultra-

1. *Alternating Gradient Synchrotron du Brookhaven National Laboratory.*

2. *Super Proton Synchrotron du Centre Européen de Recherche Nucléaire.*

relativistes, nous discutons les signatures expérimentales permettant d'identifier le plasma, et plus particulièrement celles retenues par l'expérience NA50 et faisant appel à la détection de dimuons.

1.2 Chromodynamique et transition de phase : aspects théoriques

1.2.1 Confinement et liberté asymptotique

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie fondamentale des interactions fortes. Il s'agit d'une théorie locale des champs de couleur G_μ^a qui décrit la matière hadronique comme étant constituée par un assemblage de quarks et d'anti-quarks, de masse m_f . Les quarks interagissent par l'intermédiaire de huit gluons colorés de masse nulle, bosons de jauge associés à la symétrie locale $SU(3)_c$ de couleur.

La chromodynamique est caractérisée par la notion de confinement : les seuls états physiques observables sont les états singlets (1) de couleur. En particulier, les états de quarks (resp. antiquarks), qui se transforment sous une rotation dans l'espace de couleur selon la représentation fondamentale (3) (resp. $(\bar{3})$) de $SU(3)_c$, ne sont pas observables à l'état de particules libres. Il en est de même pour les gluons, médiateurs de l'interaction forte, qui se transforment selon la représentation adjointe (8).

La dynamique des interactions fortes est gouvernée par la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_{qcd}[\psi_f, \partial_\mu \psi_f] = -\frac{1}{2} \text{Tr} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + i \sum_f^{n_f} \bar{\psi}_f^\alpha \gamma^\mu (\mathcal{D}_\mu)_{\alpha\beta} \psi_f^\beta + \sum_f^{n_f} m_f \bar{\psi}_f^\alpha \psi_{f\alpha}$$

avec $(\mathcal{D}_\mu)_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} \partial_\mu + i \sqrt{\frac{\alpha_s}{4\pi}} (G_\mu)_{\alpha\beta}$ où $G_\mu = \sum_a \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a$

et $F_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + i \sqrt{\frac{\alpha_s}{4\pi}} [G_\mu, G_\nu]$

où $\alpha, \beta = r, v, b$ sont des indices de couleurs, $f = u, d, s, c, b, t$ un indice de saveur, α_s une constante de couplage, $a = 1, 2, \dots, 8$ un indice de champs gluoniques et n_f le nombre de saveurs. Le terme $[G_\mu, G_\nu]$ non nul du tenseur de force $F_{\mu\nu}^a$ exprime le caractère non commutatif du groupe de symétrie exacte $SU(3)_c$, donc les matrices λ_a sont les générateurs.

Cette particularité signifie que les gluons véhiculent eux-mêmes une charge de couleur, et donc interagissent entre eux. La non-commutativité est à l'origine d'une propriété fondamentale de la chromodynamique, la *liberté asymptotique*.

L'évaluation des diagrammes de Feynman, en théorie des perturbations, conduit souvent à des intégrales sur les moments qui sont divergentes. Ces divergences *ultraviolettes* peuvent être régularisées par une procédure de renormalisation, où, ordre après ordre, on identifie ces quantités infinies et où, pour les absorber, on redéfinit les quantités observables (constante de couplage, masses, etc.), qui deviennent fonction d'un paramètre d'échelle. En particulier, les contributions gluoniques (fi-

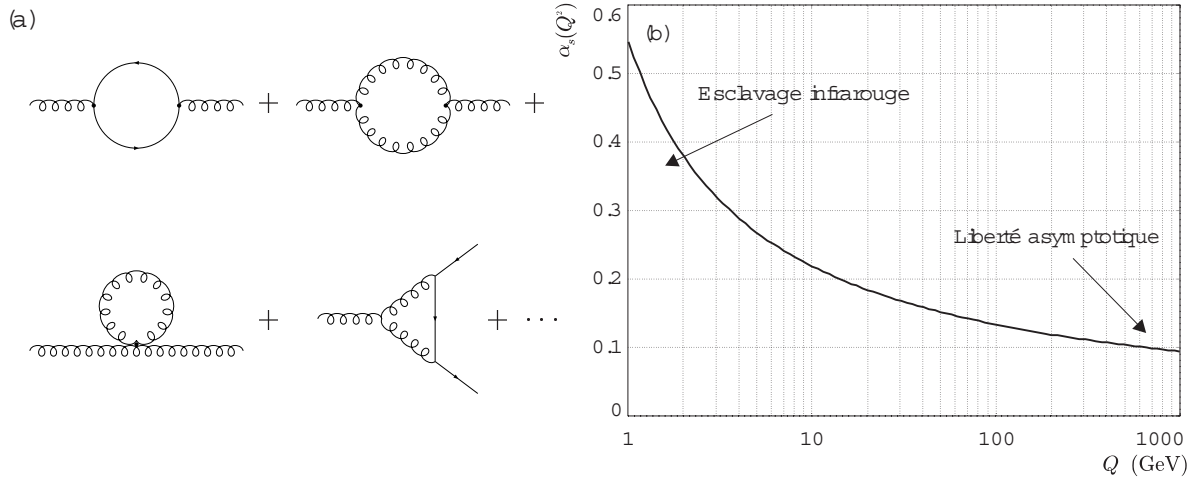


FIG. 1.1- a - « Graphes contribuant au-delà de l'ordre α_s (corrections du propagateur, du vertex, etc.). »
 b - « Evolution de la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de Q . »

gure 1.1-a) confèrent à la constante de couplage α_s de QCD une dépendance vis à vis de l'échelle de moment de transfert Q tout à fait remarquable (voir figure 1.1-b) :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2}{3}n_f\right) \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda_{qcd}^2}\right)} \left[1 - \frac{6(153 - 19n_f)}{(33 - 2n_f)^2} \frac{\ln\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{qcd}^2}\right)}{\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{qcd}^2}} + \dots \right]$$

Cette constante de couplage effective caractérise l'interaction entre deux particules colorées. Dans le cas de QCD, et contrairement à l'électrodynamique, la constante de couplage α_s décroît lorsque Q croît. En d'autres termes, α_s croît avec la distance $r \sim 1/Q$ qui sépare les quarks, suggérant ainsi le confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons (*esclavage infrarouge*). A l'inverse, à très courte distance, les quarks et les gluons se comportent comme des particules quasi-libres (*liberté asymptotique*).

Lorsque le moment de transfert Q mis en jeu dans les interactions est très grand devant Λ_{qcd} , la faible valeur de α_s autorise un traitement perturbatif, basé sur un développement en puissances de α_s . L'étude de la transition confinement/déconfinement, parce qu'elle considère des distances de l'ordre de Λ_{qcd}^{-1} , nécessite un traitement non perturbatif.

La chromodynamique quantique sur réseau (voir par exemple [Karsh88] ou [Péne95]) est la seule technique permettant, à partir de principes premiers, les calculs en régime non perturbatif. La discrétisation de l'espace-temps par un réseau hypercubique $N_\tau \times N_\sigma^3$ fournit une régularisation naturelle des divergences et permet la connection avec la physique statistique.

L'évaluation sur réseau de la fonction de partition³ $\mathcal{Z}(T, V)$, permet le calcul de la moyenne

3. avec $T = 1/(N_\tau a)$, et $V = (N_\sigma a)^3$. Les équations du groupe de renormalisation impliquent l'existence d'une

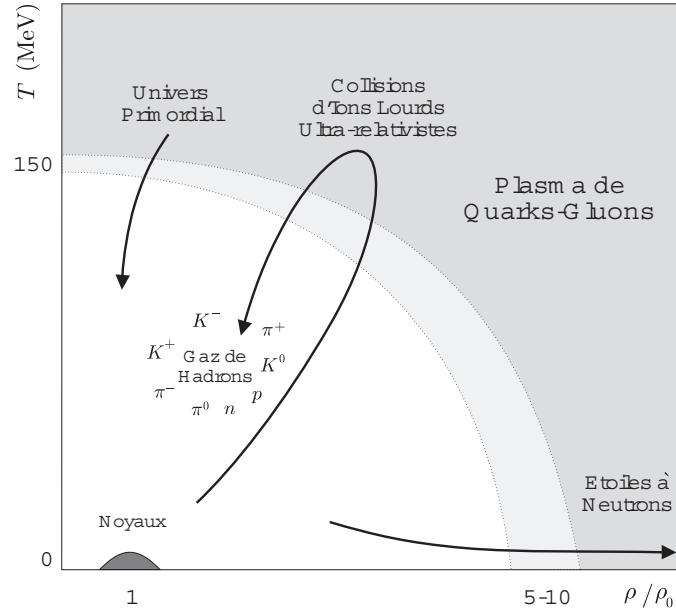


FIG. 1.2 - « Diagramme de phase schématisé de la matière nucléaire dans le plan $(T, \rho/\rho_0)$. »

thermique des observables (voir par exemple [Morel88] ou [Kapusta89]) :

$$\langle \mathcal{O}(G, \bar{\psi}, \psi) \rangle = \frac{1}{\mathcal{Z}} \int [dG][d\bar{\psi}][d\psi] e^{-\int \mathcal{L} d^4x} \mathcal{O}(G, \bar{\psi}, \psi) \quad (1.1)$$

et des grandeurs thermodynamiques usuelles (densité d'énergie, de pression, énergie libre, etc.)⁴:

$$\varepsilon = \frac{T^2}{V} \frac{\partial}{\partial T} \ln \mathcal{Z}, \quad p = T \frac{\partial}{\partial V} \ln \mathcal{Z}, \quad f = -\frac{T}{V} \ln \mathcal{Z}, \quad \dots$$

On peut, en particulier, évaluer sur réseau des quantités qui caractérisent le confinement (boucles de Polyakov, boucles de Wilson, etc.). Ces calculs mettent en évidence l'existence d'une transition de phase de déconfinement. Il existe un état de la matière nucléaire où quarks et gluons sont déconfinés et thermalisés, appelé *plasma de quarks et de gluons*. Le diagramme de phase de la matière nucléaire (voir [Vautherin88]) est représenté schématiquement dans le plan $(T, \rho/\rho_0)$ par la figure 1.2. La région des noyaux se trouve à température nulle et à densité nucléaire normale $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$. L'état de gaz de hadrons est séparé de l'état de plasma de quarks et de gluons par une région critique représentée en gris clair sur la figure.

L'ordre de la transition de phase est encore mal établi [Wong94]. Il dépend fortement du nombre de saveurs⁵ prises en compte par le calcul sur réseau. Néanmoins, il existe une grande constance dans

relation entre la maille a du réseau et le paramètre de couplage g_s de QCD.

4. Ces grandeurs sont exprimées pour un potentiel chimique μ nul.

5. La transition est du premier ordre pour une théorie de jauge pure (*i.e.* sans fermions), du second ordre pour un calcul avec deux saveurs de quarks (u et d) et semble être de nouveau du premier ordre pour un nombre de saveurs supérieur ou égal à trois.

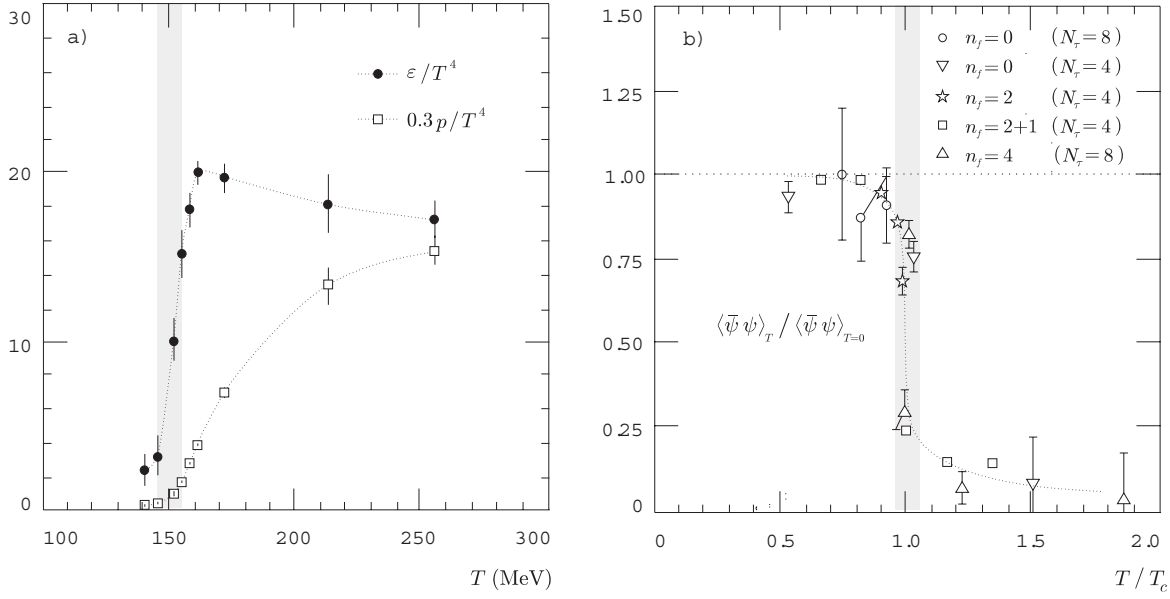


FIG. 1.3- a - « Densité d'énergie ε et pression p , rapportées à T^4 , en fonction de la température T , calculées sur réseau avec deux saveurs de quarks. Extrait de [Karsh95]. »
b - « Evolution avec la température du paramètre d'ordre $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ de la symétrie chirale, calculée sur réseau avec plusieurs saveurs de quarks. Extrait de [Karsh95]. »

les résultats, indiquant une température⁶ critique de déconfinement de l'ordre de $T_c \sim 150$ MeV pour $n_f \geq 2$. Cette transition est illustrée par la figure 1.3-a, où la densité d'énergie ε , calculée sur réseau avec deux saveurs de quarks, présente une brutale variation au point critique $T = T_c$. La densité d'énergie correspondante est alors de 1 à 2.5 GeV/fm³.

1.2.2 Symétrie chirale

La densité lagrangienne de QCD possède de nombreuses symétries (voir [Koch95]). En particulier si on ne considère que deux saveurs de quarks u et d , avec $m_u \approx m_d$, alors \mathcal{L}_{qcd} est invariante sous les transformations d'isospin $\psi(x) \rightarrow \exp(-\frac{i}{2}\theta_a \tau^a) \psi(x)$. En revanche, la transformation axiale⁷ $\psi(x) \rightarrow \exp(-\frac{i}{2}\theta_a \tau^a \gamma_5) \psi(x)$ ne laisse pas invariante la densité lagrangienne, dont le terme de masse brise *explicitement* la symétrie. Néanmoins, les masses m_u et m_d sont suffisamment faibles par rapport à l'échelle Λ_{qcd} de QCD pour laisser espérer que la symétrie chirale $SU(2)_V \times SU(2)_A$ soit (au moins approximativement) vérifiée.

Si on néglige le terme de masse, alors le lagrangien découple les fermions droits et gauches ψ_R et ψ_L . En pratique, comme en témoigne la différence de masse $\Delta m = m_{a_1} - m_\rho = 490$ MeV entre les partenaires chiraux ρ et a_1 , la symétrie chirale est *spontanément* brisée. La symétrie est réalisée

6. La température critique se monte à 260 MeV pour une théorie purement gluonique.

7. Les matrices τ^a sont les générateurs du groupe $SU(2)$ d'isospin et la matrice γ_5 est la matrice chirale.

dans le mode de Nambu-Golstone, où le vide de QCD ne possède pas la symétrie du lagrangien (le vide « mélange » les   tats droits et gauches) :

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle = \langle 0 | \bar{\psi}_R \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_R | 0 \rangle \neq 0$$

Le paramètre d'ordre $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ de la symétrie chirale peut être évalué sur réseau. La figure 1.3-b montre le calcul réalisé pour différents nombres de saveurs n_f . La simulation sur réseau montre une restauration de la symétrie chirale :

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle \longrightarrow 0$$

pour une température T_{ch} de l'ordre de la température de déconfinement $T_c = 150$ MeV [Karsh95], correspondant à la disparition de la masse *effective*⁸ des quarks. La transition de phase conduisant la matière hadronique ordinaire vers un état de plasma de quarks et de gluons semble donc s'accompagner d'une transition de phase chirale.

La restauration de la symétrie chirale produit des déplacements dans le spectre des hadrons, conduisant à l'émergence de multiplets chiraux (π, σ) , (η, a_0) , (ρ, a_1) , etc. La dégénérescence de ces multiplets peut avoir des conséquences sur le spectre en masse des hadrons concernés (voir le paragraphe consacré aux signatures expérimentales du plasma de quarks et de gluons).

1.3 Création et évolution du plasma de quarks et de gluons

1.3.1 Densité d'énergie atteinte

Les interactions nucléon-noyau et noyau-noyau indiquent que la matière nucléaire perd une fraction substantielle de son énergie dans le processus de collision. Celui-ci s'accompagne de la production d'un grand nombre de hadrons (essentiellement des pions). Ainsi, dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, une grande partie de l'énergie longitudinale est convertie en matière hadronique, produite au voisinage du centre de masse du système en collision. La densité d'énergie obtenue est si grande que ces réactions permettraient d'explorer l'existence du plasma de quarks et de gluons. Pour que les collisions d'ions lourds puissent donner expérimentalement accès à la transition de phase prédite par la chromodynamique quantique sur réseau, il est nécessaire de produire dans un volume assez grand, un système suffisamment dense pour dépasser la valeur critique, et suffisamment durable pour pouvoir observer des signatures pertinentes du phénomène. A haute énergie, les noyaux sont transparents (voir [Wong94]) : l'énergie déposée dans la région centrale se trouve essentiellement sous forme d'un gaz de hadrons. A plus basse énergie, les noyaux ne sont plus transparents. Une partie du nombre baryonique est déplacée des régions de fragmentation de la cible et du projectile vers la région centrale. Il y a de plus en plus d'évidence pour qu'au SPS, les particules produites soient surtout des mésons aux rapidités intermédiaires, les baryons étant produits aux rapidités extrêmes, à l'opposé des énergies de l'AGS [Cugnon95]. Pour caractériser

8. La masse *effective* (ou masse constituante) d'un quark est la masse d'un quark confiné dans un hadron, par opposition à la masse *courante*, qui est la masse d'un quark en l'absence de confinement.

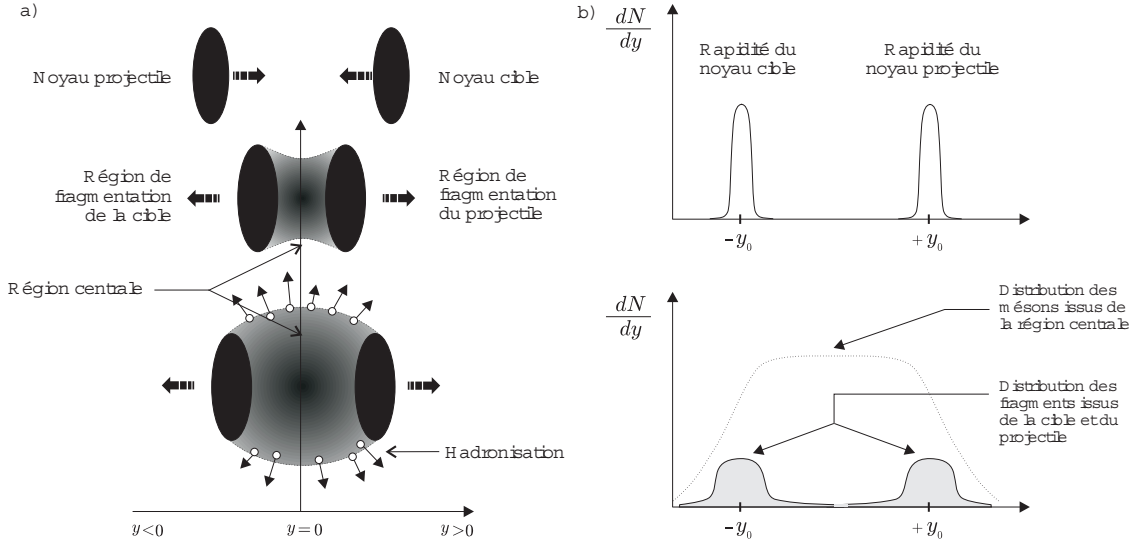


FIG. 1.4- a - « Représentation d'une collision noyau-noyau à haute énergie, dans le centre de masse, en fonction de la rapidité. En régime de transparence, la densité baryonique de la région centrale est nulle. A plus basse énergie, une partie du nombre baryonique se déplace des régions de fragmentation vers la région centrale. »
 b - « Distributions en rapidité. Dans la région centrale, dN/dy est essentiellement constante. »

expérimentalement la transition de phase de déconfinement, il est important de comprendre l'évolution spatio-temporelle des collisions hadroniques à haute énergie. On paramétrise généralement la dynamique de la collision noyau-noyau en terme de *rapidité*⁹

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right) \quad \text{où } p_0 \text{ et } p_z \text{ sont les composantes de la quadri-impulsion } p = (p_0, p_x, p_y, p_z),$$

en raison de son caractère additif sous les transformations de Lorentz (comme le sont les vitesses sous les transformations galiléennes). Les ions incidents, dont les dimensions longitudinales sont contractées d'un facteur de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \sim 10$ (pour $\sqrt{s} \sim 20$ GeV), entrent en collision et se traversent, laissant entre eux un milieu hautement excité. Les particules produites au cours de la collision sont caractérisées par leur distribution en rapidité dN/dy .

Le contenu du volume chaud créé dépend de la transparence des noyaux, qui est fonction de leur énergie initiale. Dans le centre de masse, la région de petite rapidité est appelée *région de rapidité centrale*.

La relation $z = \tau \times \sinh(y)$, où $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$, indique que, pour un temps propre τ donné, les petites valeurs de rapidité sont associées aux petites valeurs de z .

9. La mesure de la rapidité y nécessite la connaissance de deux variables. On définit plus volontiers la *pseudorapidité* $\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + p_z/|p|}{1 - p_z/|p|} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$, qui ne nécessite la mesure que d'une variable, l'angle θ d'émission de la particule. Notons que $\eta \sim y$ lorsque nous négligeons le terme de masse devant l'impulsion de la particule.

Dans le cas idéal de la transparence nucléaire, la distribution en rapidité dN/dy des mésons produits est essentiellement constante dans la région centrale. Dans ce cas, la densité d'énergie initiale déposée lors de la collision peut être reliée à la distribution en rapidité des particules produites par la formule de Bjorken [Bj  rken83] :

$$\varepsilon = \frac{\langle m_{\perp} \rangle}{S_{\perp} \tau_0} \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0}$$

où S_{\perp} est la surface transverse de recouvrement des deux noyaux et τ_0 le temps propre de thermalisation des partons (de l'ordre de 1 fm/c). La formation du plasma de quarks et de gluons dépend de la densité d'énergie ε , et on comprend donc que, pour un système donné, celle-ci soit plus probable dans le cas des interactions centrales que dans le cas des interactions périphériques.

1.3.2 Transition de phase

La transition de phase de déconfinement s'accompagne d'une variation brutale des degrés de liberté effectifs du système au passage de la température critique. A basse température, on peut décrire le gaz de hadrons par un système de pions de masses négligeables et sans interactions, avec essentiellement trois degrés de liberté \mathcal{N}_{ddl} .

La loi de Stephan-Boltzmann permet d'évaluer sa densité d'énergie et sa pression :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = 3 \varepsilon_{\pi} = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \\ p = \frac{\varepsilon}{3} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \end{array} \right. \quad \mathcal{N}_{ddl} = 3 \quad (T < T_c)$$

A haute température, dans la phase plasma, on peut évaluer densité et pression à partir du modèle du « sac » du M.I.T. (voir par exemple [Greiner94]) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + B \\ p = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \end{array} \right. \quad \mathcal{N}_{ddl} = 37 \quad (T \geq T_c)$$

où B ($B^{1/4} \approx 200$ MeV) représente la pression exercée par le vide sur le plasma (« constante du sac »). Dans la phase plasma, le système est un état thermalisé de quarks et de gluons déconfinés, où l'équilibre chimique est atteint.

1.3.3 Expansion hydrodynamique

Une fois la transition de phase et l'équilibre local atteints¹⁰, on peut décrire la région centrale par un fluide relativiste qui se refroidit par expansion hydrodynamique [Blaizot88,90a], jusqu'à une

10. Le libre parcours moyen λ des particules peut être relié à la densité d'énergie initiale : $\lambda \sim \varepsilon^{-1/4}$. Dans les conditions atteintes lors des collisions d'ions lourds ultrarelativistes, le libre parcours moyen est bien inférieur aux dimensions du noyau, laissant présager que l'équilibre thermique local puisse être atteint.

température inférieure à la température critique T_c , où le système s'hadronise pour former un gaz de hadrons dans l'état final.

Ce modèle hydrodynamique, introduit par Bjorken, décrit la région centrale, où la distribution en rapidité dN/dy est constante. On peut alors supposer que les grandeurs physiques ne dépendent pas de la coordonnée longitudinale. La dynamique du système est décrite par les champs de pression $p(\tau)$, de densité d'énergie $\varepsilon(\tau)$, de température $T(\tau)$ et de vitesse $v^\mu = dx^\mu/d\tau$, qui ne dépendent que du temps propre τ .

La loi de conservation locale $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$ du tenseur d'énergie-impulsion conduit à une relation liant la densité d'énergie à la pression :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial \tau} + \frac{(\varepsilon + p)}{\tau} = 0 \quad (1.2)$$

Cette équation peut être résolue en introduisant une équation d'état. Pour un gaz parfait de quarks et de gluons, p prend la valeur $\varepsilon/3$. La relation (1.2) devient alors :

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = -\frac{4}{3} \frac{\varepsilon}{\tau} \quad \text{d'où} \quad \frac{\varepsilon(\tau)}{\varepsilon(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \quad \text{et} \quad \frac{p(\tau)}{p(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \quad (1.3)$$

La pression du système étant proportionnelle à T^4 , le refroidissement du plasma dépend donc du temps propre selon la relation :

$$\frac{T(\tau)}{T(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{1/3} \quad (1.4)$$

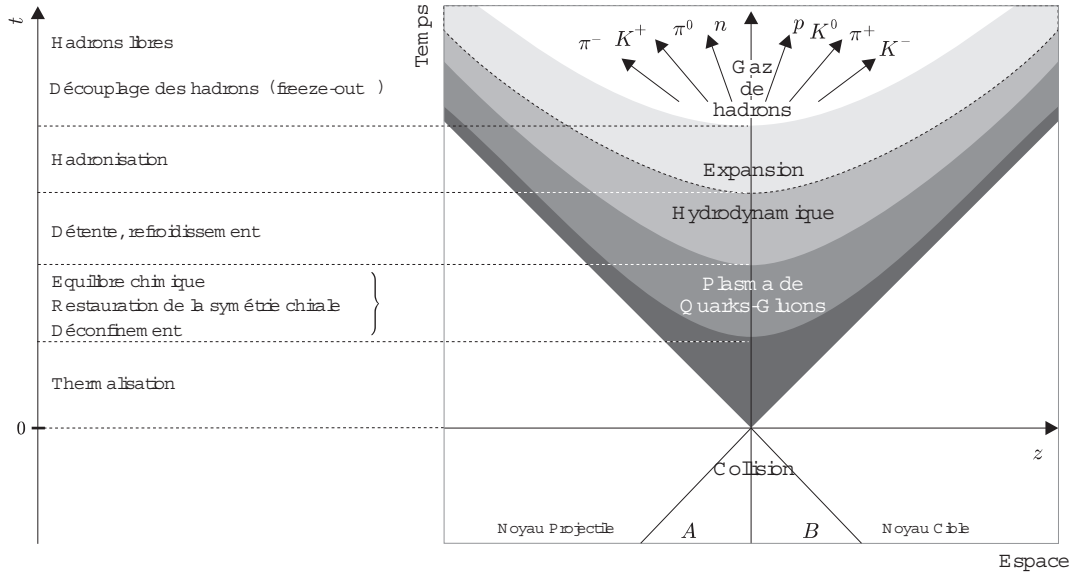


FIG. 1.5 - « Evolution du plasma dans un diagramme espace-temps (modèle hydrodynamique de Bjorken). Les quantités ε, p, s, T , etc. qui décrivent cette évolution ne dépendent que du temps propre τ , représenté par des hyperboles $\tau = cste$. »

La densité d'entropie $s = dS/dV$ s'écrit $s = (\varepsilon + p)/T$. Compte tenu de (1.3) et (1.4), la densité d'entropie est inversement proportionnelle au temps propre τ :

$$\frac{s(\tau)}{s(\tau_0)} = \frac{\tau_0}{\tau}$$

L'élément de volume dV s'écrivant $dV = dx_\perp \tau dy$, la loi de conservation de l'entropie précédente s'écrit :

$$\frac{d}{d\tau} \left(\frac{dS}{dy} \right) = 0$$

L'expansion hydrodynamique du plasma est donc caractérisée par une entropie constante par unité de rapidité. Durant cette détente, la température du plasma décroît jusqu'à la température critique T_c au temps τ_c donnée par l'équation (1.4) :

$$\tau_c = \left(\frac{T(\tau_0)}{T_c} \right)^3 \tau_0$$

Au moment du reconfinement, les quarks se recombinent en un gaz hadronique en interaction qui s'étend jusqu'à ce que les hadrons se découplent (« *freeze out* ») pour former des hadrons libres dans l'état final qui est observé. Si la transition de phase est du premier ordre, alors l'hadronisation passe par une phase mixte où coexistent hadrons et « bulles » de plasma. On peut représenter l'évolution du système depuis la collision à $(z, t) = (0, 0)$ par le diagramme d'espace-temps (figure 1.5). Dans un tel diagramme, les particules libres se déplacent sur des trajectoires rectilignes $z = vt$ et l'évolution du plasma est caractérisée par des hyperboles de temps propre $\tau = t/\gamma = \sqrt{t^2 - z^2}$ constant.

1.4 Signatures expérimentales basées sur la détection des paires de muons

Nous allons plus particulièrement insister sur les signatures reposant sur les mesures de paires de muons, objet de l'expérience NA50. Les collisions noyau-noyau sont des phénomènes extrêmement complexes, où le système évolue d'une phase de pré-équilibre à une phase de post-hadronisation. La taille du plasma produit est certainement faible, au plus quelques fermis de diamètre, et possède un temps de vie très court (estimé à 5-10 fm/c) [Rischke95]. Le signal émergeant du plasma passe au travers (ou reçoit une contribution) d'un fond dû à la phase chaude qui suit l'hadronisation. Recueillir des informations sur le plasma éventuellement formé, à partir des états finaux de particules est un défi expérimental.

Depuis 1986, de nombreuses signatures expérimentales (voir [Müller92, Drapier95, Harris96] pour une revue détaillée) ont été proposées. La figure 1.6 représente une distribution en masse invariante typique, résultant des différents processus mis en jeu qui conduisent à la détection de paires de muons. Dans ce paragraphe sont rappelés ces différents processus.

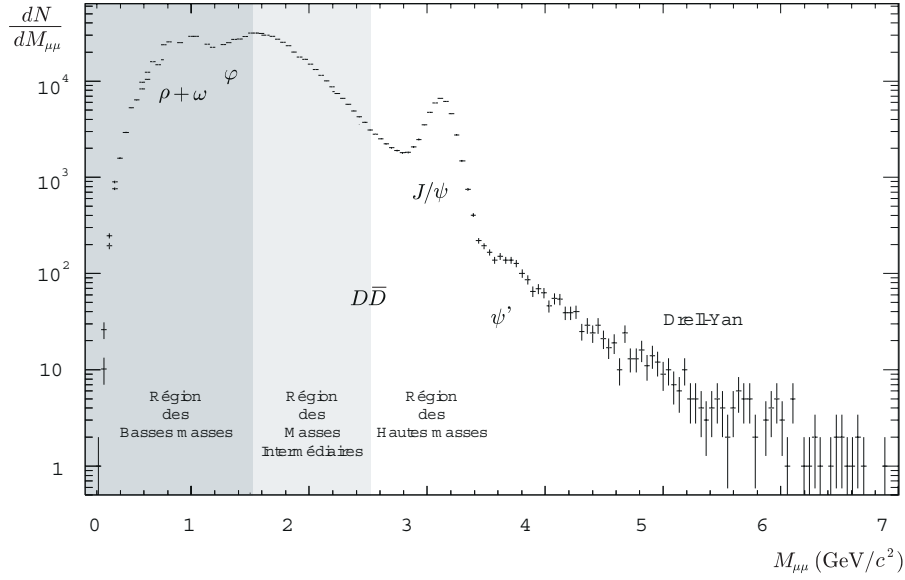


FIG. 1.6 - « Spectre en masse invariante des paires de muons produites dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon. »

1.4.1 Production directe de paires de leptons

1.4.1-a Production de dileptons dans un plasma de quarks et de gluons

Dans le plasma de quarks et de gluons, un quark peut interagir avec un antiquark pour former un photon virtuel γ^* qui se désintègre en un lepton et un antilepton (voir figure 1.7). Une fois produite, cette paire de leptons¹¹ traverse le volume de l'interaction pour atteindre les détecteurs. Le libre parcours moyen de ces leptons est très grand, puisqu'ils n'interagissent avec les autres particules créées que de manière électrofaible. Dès lors, ces dileptons, une fois produits, ne sont pas affectés par la matière chaude.

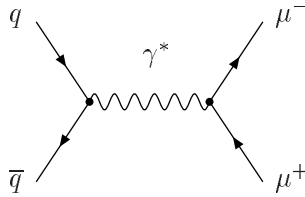


FIG. 1.7 - « Production de paire de muons par le processus $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. »

11. Pour fixer les notations, nous considérerons des paires de muons $\mu^+ \mu^-$, puisque le programme NA50 concerne la mesure des dimuons.

La section efficace du processus élémentaire $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ s'évalue de manière simple :

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{M^2} \left(1 - \frac{4m_q^2}{M^2}\right)^{-1/2} \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{M^2}} \left(1 + 2\frac{m_q^2 + m_\mu^2}{M^2} + 4\frac{m_q^2 m_\mu^2}{M^4}\right) \quad (1.5)$$

où $\alpha \sim 1/137$ est la constante de structure fine. Le taux de production de dilepton par ce processus au sein du plasma dépend de la distribution des moments des quarks et des antiquarks dans le plasma, qui est gouvernée par les conditions thermodynamiques. Les dileptons ainsi produits transportent l'information relative à l'état thermodynamique du milieu au moment de sa formation.

On peut montrer (voir [Cugnon95]) que la distribution en masse invariante de ces dileptons est dominée par la forme :

$$\frac{dN_{\mu\mu}}{dM^2} \sim \sqrt{M} e^{-M/T_{\mu\mu}}$$

où la « température » $T_{\mu\mu}$ est sensiblement la même que la température T_0 de formation du plasma. L'extraction de ces dileptons thermiques du spectre en masse invariante, constitué de toutes les contributions des processus conduisant à la formation de paires de leptons, permet la détermination de la température initiale du plasma.

1.4.1-b Processus Drell-Yan

Le processus Drell-Yan est une contribution importante au spectre des dileptons dans toute la zone de masse invariante atteinte. Dans le processus Drell-Yan nucléon-nucléon (figure 1.8), un quark de valence d'un des nucléons interagit avec un antiquark (de même saveur) de la mer de Dirac de l'autre nucléon. Ils s'annihilent pour former un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons.

La section efficace différentielle de ce processus s'écrit essentiellement comme la convolution de la section efficace $\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-)$ précédente (1.5) par la probabilité $f_i^{n_{2,1}}(x_{1,2})$ (resp. $\bar{f}_i^{n_{2,1}}(x_{1,2})$) de trouver dans un des nucléons un quark (resp. un antiquark) de saveur i transportant une fraction

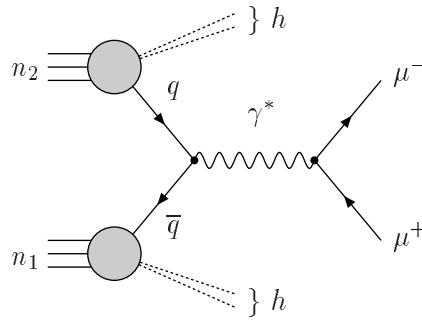


FIG. 1.8 - « Processus Drell-Yan nucléon-nucléon $n_1 + n_2 \rightarrow \mu^+ + \mu^- + h$ à l'ordre le plus bas. »

$x_{1,2}$ du moment longitudinal :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-) \sum_{i=1}^{n_f} q_i^2 \left\{ f_i^{n_2}(x_1) \bar{f}_i^{n_1}(x_2) + \bar{f}_i^{n_2}(x_1) f_i^{n_1}(x_2) \right\} \quad (1.6)$$

La section efficace s'écrit donc essentiellement sous forme de trois facteurs, les fonctions de structures des nucléons cible et projectile et la section efficace élémentaire $\bar{q} + q \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Cette propriété du processus Drell-Yan, appelée *factorisation*, reste valide au-delà du premier ordre.

Il convient d'apporter au terme de Born (1.6) des corrections QCD (incluant des gluons). L'influence des corrections gluoniques au premier ordre (LO) équivaut à introduire une dépendance d'échelle $f(x, M^2)$ dans les fonctions de structure (explicitement calculées à partir des équations d'Altarelli-Parisi). La figure 1.9 illustre les corrections apportées à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ (NLO).

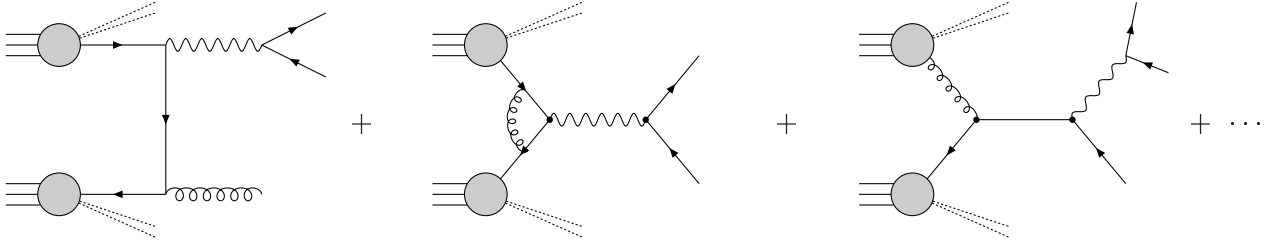


FIG. 1.9 - « Corrections au processus Drell-Yan à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$. »

Expérimentalement, la section efficace mesurée diffère de celle donnée par l'équation (1.6) par un facteur multiplicatif *global* K_{DY} de l'ordre de 1,6 à 2,8. Les calculs, menés jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, montrent que le facteur K_{DY} mesuré rend compte des corrections QCD d'ordre supérieur par le biais de la propriété de factorisation. Expérimentalement, on définira le facteur K_{DY} par le rapport des sections efficaces mesurées aux sections efficaces calculées à l'aide des fonctions de structures évaluées au premier ordre :

$$K_{DY} = \frac{\sigma(n_1 + n_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- + h)}{\sigma_{(LO)}(n_1 + n_2 \rightarrow \mu^+ \mu^- + h)}$$

On peut, en première approche, considérer la production de dilepton par processus Drell-Yan dans les collisions d'ions lourds comme provenant d'une collection de collisions indépendantes nucléon-nucléon. Les effets de corrélations entre les nucléons des noyaux sont peu importants. Le modèle de Glauber (voir [Wong94] pour une introduction) permet d'évaluer la section efficace du

processus Drell-Yan noyau-noyau à partir de la section efficace nucléon-nucléon σ_{nn}^{DY} . La probabilité d'occurrence du processus dans une collision noyau-noyau AB au paramètre d'impact b s'écrit dans cette approche :

$$\mathcal{P}_{AB}^{\text{DY}}(b) = \sum_{i=1}^{AB} \binom{AB}{i} \left[T_{AB}(b) \times \sigma_{nn}^{\text{DY}} \right]^i \left[1 - T_{AB}(b) \times \sigma_{nn}^{\text{DY}} \right]^{AB-i} \sim AB \left[T_{AB}(b) \times \sigma_{nn}^{\text{DY}} \right]$$

où $T(b)$ est une fonction d'épaisseur. Le nombre de paires de leptons produites par unité de rapidité et de masse invariante s'écrit alors

$$\frac{dN_{\mu\mu}^2}{dM dy} = AB T_{AB}(b) \frac{d^2\sigma_{nn}^{\text{DY}}}{dM dy}$$

En intégrant sur l'aire transverse, on obtient une section efficace donnant une loi d'échelle en $A \times B$:

$$\frac{d^2\sigma_{AB}^{\text{DY}}}{dM dy} = \int db \frac{d^2N_{\mu\mu}}{dM dy} = AB \frac{d^2\sigma_{nn}^{\text{DY}}}{dM dy}$$

Le processus Drell-Yan contribue, dans le spectre en masse des dileptons, en plus de toutes les autres contributions (figure 1.6). Au-delà de $4 \text{ GeV}/c^2$, il est dominant. Sa section efficace est aisément quantifiable dans les collisions Pb-Pb et n'est pas affectée par la présence éventuelle du plasma. Si nécessaire, il sert expérimentalement de référence par rapport à laquelle sont comparés les taux de production d'autres processus, lesquels peuvent être affectés par la phase déconfinée.

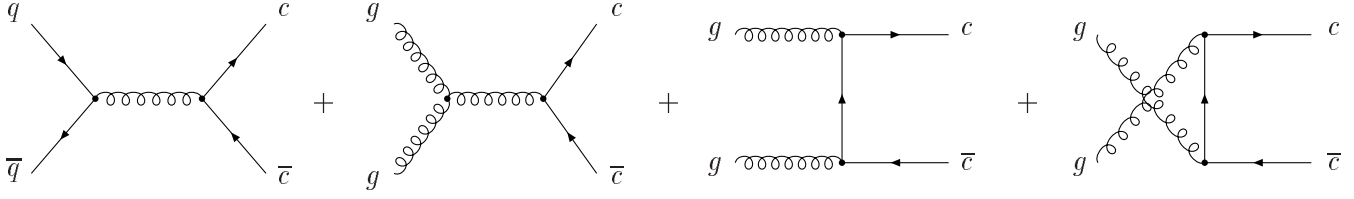
1.4.2 Production indirecte de paires de muons

1.4.2-a Hadroproduction de mésons $c\bar{c}$ et charmés

Dans les collisions nucléon-nucléon, les paires $c\bar{c}$ sont produites par annihilation d'un quark d'un des nucléons avec un antiquark d'un autre nucléon, ou par fusion de gluons, qui est la contribution dominante [Satz95].

La production d'une paire $c\bar{c}$ conduit soit à la formation d'une résonance (J/ψ , ψ'), soit à la formation d'une paire D^+D^- (ou $D\bar{D}^{12}$) par fragmentation du quark c et de l'antiquark \bar{c} .

12. Les mésons charmés D^+ sont des particules composites formées d'un quark charmé c lié à un antiquark \bar{u}, \bar{d} ou \bar{s} . Respectivement, son antiparticule D^- est constituée d'un antiquark \bar{c} lié à un quark u, d ou s . Les paires de muons issues de la désintégration des mésons charmés proviennent à 90% de la famille des mésons D , les 10% restant provenant des baryons Λ_c, Ξ_c et Σ_c . On utilisera aussi le terme générique $D\bar{D}$ pour désigner la production de charme d'une manière générale.

FIG. 1.10 - « Diagrammes de Feynman pour la production de paires $c\bar{c}$. »

La région des hautes masses (HMR)¹³ est dominée par les désintégrations en paires de muons des résonances J/ψ ($m_\psi = 3.09 \text{ GeV}/c^2$) et ψ' ($m_{\psi'} = 3.68 \text{ GeV}/c^2$). Une proportion non négligeable (estimée à environ 30%) des J/ψ produits provient de la désintégration du χ (voir par exemple [Kharzeev96a]).

La région de masse intermédiaire (IMR)¹⁴ est peuplée, entre autres par la désintégration semi-leptonique simultanée des mésons charmés $D^+ D^-$, donnée, selon des processus du type :

$$\begin{cases} D^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- \rightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

A l'instar du processus Drell-Yan, l'hadroproduction de mésons à charme ouvert n'est pas complètement décrite par les contributions du premier ordre. On introduit généralement un facteur phénoménologique $K_{D\bar{D}}$ similaire à K_{DY} pour rendre compte des sections efficaces mesurées avec les sections efficaces calculées au premier ordre.

1.4.2-b Désintégration des résonances vectorielles de basses masses

La contribution due à la désintégration électromagnétique des mésons vectoriels ($J^P = 1^-$) via un photon virtuel

$$V \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^- \quad (V = \rho, \omega, \phi)$$

se superpose au Drell-Yan aux masses de ces résonances. La région des basses masses (LMR)¹⁵, alimentée par les résonances ρ ($m_\rho = 770 \text{ MeV}/c^2$), ω ($m_\omega = 783 \text{ MeV}/c^2$) et ϕ ($m_\phi = 1.02 \text{ GeV}/c^2$), forment une structure très complexe, faisant intervenir en outre la désintégration Dalitz du ω , η , et η' : $\omega, \eta, \eta' \rightarrow \gamma(e^+e^-)$.

13. *High Mass Region* ($M_{\mu\mu} \geq 2.5 \text{ GeV}/c^2$)

14. *Intermediate Mass Region* ($1.5 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$)

15. *Low Mass Region* ($M_{\mu\mu} \leq 1.5 \text{ GeV}/c^2$)

1.4.2-c Autres sources de dileptons

La désintégration décorrélée des mésons π et K , produits en très grand nombre dans les collisions de noyaux lourds aux énergies ultrarelativistes, contribue de manière importante au spectre des dileptons. Ce « fond » continu s'étend de la région des basses masses où il domine les autres signaux, jusqu'à la région des hautes masses. Ce bruit doit être impérativement soustrait pour pouvoir extraire les composantes des autres signaux.

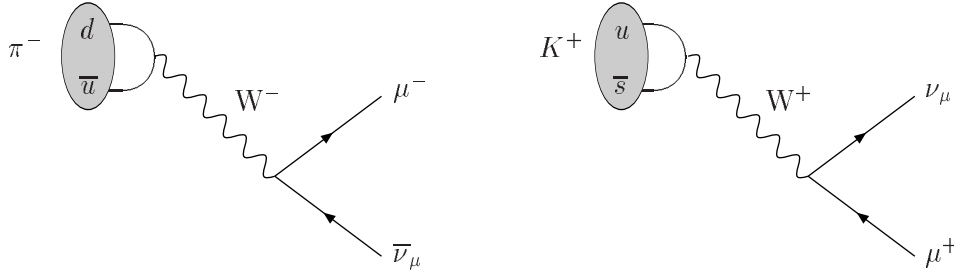


FIG. 1.11 - « Désintégrations des mésons π et K en muon et neutrino. »

1.4.3 Suppression des résonances de saveurs lourdes par un plasma de quarks et de gluons

Dans un plasma de quarks et de gluons, les forces de couleur sont sujettes à un écrantage, dû à la présence de quarks, d'antiquarks et de gluons déconfinés dans le plasma. Ce phénomène, appelé *écrantage de Debye*, par analogie avec l'écrantage de Debye des charges électriques en électrodynamique, conduit à un affaiblissement des interactions effectives entre quarks q et antiquarks \bar{q} .

Les résonances de saveurs lourdes (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' , \dots), qui sont des états liés $q\bar{q}$ (*quarkonia*) de quarks lourds ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$), sont produites dans les collisions d'ions lourds par des processus élémentaires identiques à ceux décrits par la figure 1.10. La suppression dans les collisions noyau-noyau à haute énergie du taux de production de ces résonances a été proposée comme signature de la formation d'un plasma de quarks et de gluons dès 1986, par Matsui et Satz [Matsui86].

1.4.3-a Potentiel interquark

Les interactions entre quarks et antiquarks sont caractérisées par un opérateur $\hat{W}(C)$, appelé boucle de Wilson (voir [Tar95]), dont la moyenne thermique

$$W(C) = \left\langle \mathcal{P} \exp \left\{ \oint_C G_\mu^a(x) \lambda_a dx^\mu \right\} \right\rangle$$

peut s'évaluer sur réseau. Le potentiel interquark se déduit de ce paramètre par la relation :

$$V^{q\bar{q}}(r) = - \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \ln W(C)$$

Le potentiel $V^{q\bar{q}}$ peut s'écrire d'une manière générale (voir [Laermann94] ou [Lucha95]) comme la somme de deux termes :

$$V^{q\bar{q}}(r) = V_{conf}^{q\bar{q}}(r) + V_g^{q\bar{q}}(r)$$

où $V_{conf}^{q\bar{q}}(r)$ est un terme confinant et $V_g^{q\bar{q}}(r)$ un terme « Coulombien » de couleur .

On peut montrer de manière analytique, qu'à la limite du couplage fort, la boucle de Wilson se réduit à :

$$W(C) \sim \exp(-\sigma r T) \longrightarrow V_{conf}^{q\bar{q}}(r) = \sigma r$$

Le confinement des quarks est ainsi décrit par un potentiel $V_{conf}^{q\bar{q}}$ linéaire, dont la constante de proportionnalité $\sigma(T)$ est appelée *tension de corde*.

Les propriétés du terme d'interaction $V_g^{q\bar{q}}(r)$, qui correspond à l'échange d'un gluon, s'étudient en considérant le propagateur $D_{\mu\nu}(k) = g_{\mu\nu}/k^2$ du gluon. Le potentiel $V_g^{q\bar{q}}(r)$, qui est proportionnel à la transformée de Fourier de l'amplitude de Born (calculée à partir de ce propagateur) s'écrit :

$$V_g^{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}$$

L'interaction quark-antiquark, qui caractérise la liaison des quarkonia ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$), peut donc être décrite au moyen du potentiel suivant :

$$V^{q\bar{q}}(r) = \sigma r - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r}.$$

1.4.3-b Ecran de Debye dans un plasma de quarks et de gluons

Le potentiel $V^{q\bar{q}}(r)$ précédant décrit le système $q\bar{q}$ (quarkonium). Si on immerge un quarkonium dans un plasma de quarks et de gluons, la présence de quarks, d'antiquarks et de gluons déconfinés affecte le système $q\bar{q}$ de deux manières importantes.

- A haute température, la tension de corde $\sigma(T)$ s'annule : $V_{conf}^{q\bar{q}} = \sigma(T) r \longrightarrow 0$
- La présence de matière déconfinée conduit au réarrangement des densités de quarks, d'antiquarks et de gluons. Ce réarrangement modifie l'interaction entre q et \bar{q} , qui n'est plus de type Coulombien. Le champ chromo-électrique longitudinal est écranté par la distribution de

ces charges de couleur. La composante longitudinale du propagateur des gluons s'écrit (voir par exemple [Müller95]) dans ces conditions :

$$D_L(k) = \frac{1}{k^2 - m_D^2}$$

où m_D est la masse de Debye. Le potentiel correspondant devient alors

$$V_g^{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} e^{-r/\lambda_D} \quad (\lambda_D = m_D^{-1}).$$

Pour une température supérieure à la température critique T_c de déconfinement, le potentiel interquark prend la forme d'un potentiel de Yukawa :

$$V^{q\bar{q}}(r) = \sigma r - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} \longrightarrow V^{q\bar{q}}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} e^{-r/\lambda_D}$$

1.4.3-c *Suppression des quarkonia*

La stabilité du système $q\bar{q}$ s'étudie à partir de son Hamiltonien (voir [Satz90]) :

$$H(r, \lambda_D) = 2m_q - \frac{1}{m_q} \vec{\nabla}^2 + V^{q\bar{q}}(r, \lambda_D(T))$$

Les solutions de l'équation de Schrödinger :

$$\left[H(r, \lambda_D) - E_{n,l}(\lambda_D) \right] \Phi_{n,l}(\lambda_D) = 0$$

où n et l sont les nombres quantiques principal et orbital ($n = 1, l = 0$ pour le J/ψ et le Υ , $n = 2, l = 0$ pour le ψ' et le Υ') fournissent les masses des états liés. Les fonctions d'onde $\Phi_{n,l}(r, \lambda_D)$ permettent de calculer les rayons de liaison correspondant en fonction de λ_D .

La valeur critique $\lambda_c = \lambda_D(T_c)$ au-delà de laquelle il n'y a plus d'état lié est déterminée par la valeur qui annule l'énergie de dissociation :

$$E_{n,l}^{dis}(\lambda_D) = 2m_q + \sigma \lambda_D(T) - E_{n,l}(\lambda_D(T))$$

La figure 1.12-a représente l'énergie de dissociation [Satz90] en fonction de λ_D dans le cas des résonances J/ψ et ψ' . Dans le cas du J/ψ , le potentiel n'est plus liant pour $\lambda_D = 1.43 \text{ GeV}^{-1} (0.29 \text{ fm})$. Les valeurs des rayons critiques des résonances J/ψ , ψ' , Υ et Υ' sont précisées dans le tableau 1.1

La connaissance de la dépendance (figure 1.12-b) en température du rayon de Debye permet d'estimer la température de dissociation T_d . Au premier ordre de QCD, on obtient [Engels82] :

$$\lambda_D(T) = \sqrt{\frac{2}{3 g_s^2(T)}} \frac{1}{T} \quad \text{où} \quad g_s^2 = 4\pi\alpha_s$$

Résonance	λ_c (fm)	r_B (fm)	T_d (GeV)	τ (fm/c)	masse (GeV/c ²)
J/ψ	0.29	0.45	175	0.89	3.096
ψ'	0.56	0.88	150	1.5	3.686
Υ	0.13	0.23	400	0.76	9.460
Υ'	0.30	0.51	168	1.9	10.023

TAB. 1.1 - « Longueur de Debye critique λ_c , rayon de Bohr r_B , température de dissociation T_d , temps de formation τ et masse des résonances J/ψ , ψ' , Υ et Υ' (extraits de [Satz90]). »

Il existe une température critique pour laquelle la formation de l'état lié ne peut avoir lieu. L'intersection de la courbe $\lambda_D(T)$ avec les droites $\lambda_c = Cste$ permet de déterminer les températures de dissociation T_d (voir tableau 1.1) des différents états $q\bar{q}$.

Dans la phase plasma, l'état lié J/ψ disparaît pour une température de l'ordre de $T \sim 1.3 T_c$. Pour le Υ , état lié de quark b et d'antiquark \bar{b} plus massifs, la température de dissociation est $T \sim 2 T_c$. Pour les états ψ' et Υ' , qui sont des états excités du J/ψ et du Υ (donc moins liés), les températures de dissociation sont de l'ordre de $T \sim T_c$ et $T \sim 1.3 T_c$.

En contre-partie de la suppression des charmonia, les quarks c et les antiquarks \bar{c} se recombinent avec des quarks légers pour former des mésons à charme ouvert D ($c\bar{u}$ et $c\bar{d}$), \bar{D} ($\bar{c}u$ et $\bar{c}d$), D_s ($c\bar{s}$) ou \bar{D}_s ($\bar{c}s$), dont les taux de production sont accrus.

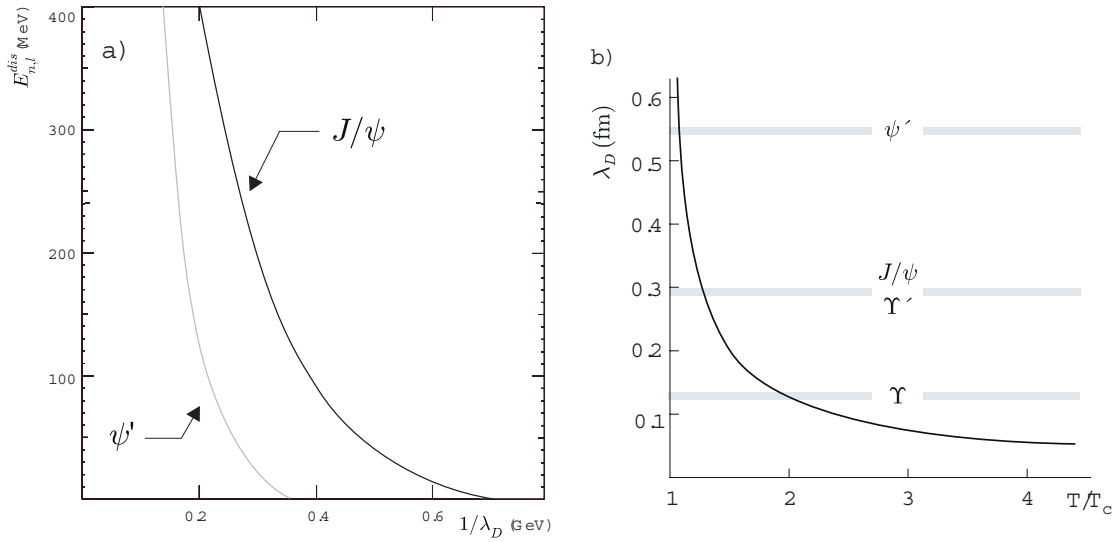


FIG. 1.12- a - « Énergie de dissociation des résonances J/ψ et ψ' en fonction de λ_D^{-1} . Pour $\lambda_D^{-1} \sim 0.7$ GeV (ie $\lambda_D \sim 0.29$ fm), le potentiel n'est plus liant (d'après [Satz90]). »
b - « Rayon de Debye $\lambda_D(T)$ en fonction de T/T_c . Les rayons de Debye critiques λ_c des résonances J/ψ , ψ' , Υ et Υ' sont superposés à la figure. »

1.4.4 Autres signatures

Les contenus en étrangeté de la matière hadronique et du plasma de quarks et de gluons sont différents (voir [Rafelski95]). Dans la matière nucléaire, les quarks de valence possèdent les saveurs u et d . Le contenu en quarks s et en antiquarks \bar{s} est faible. Lorsque la température atteinte est de l'ordre de la masse du quark étrange (150 à 200 MeV), la production de paires $s\bar{s}$ dans un plasma s'effectue essentiellement par fusion de gluons et par annihilation de paires $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ similaires aux processus de la figure 1.10. L'équilibre chimique, où les densités des trois saveurs légères sont équivalentes ($\rho_u \sim \rho_d \sim \rho_s$), est atteint.

La mesure de l'accroissement du taux de production d'étrangeté peut s'effectuer par l'étude des dileptons issus de la désintégration du méson ϕ ($s\bar{s}$).

Il existe de nombreuses autres signatures de la formation du plasma faisant appel à la mesure des productions de dimuons. On peut citer en particulier l'étude des résonances de basse masse ρ et ω (variation des masses et de la largeur de désintégration en paire de muons). C'est une voie d'étude de la variation de la masse constituante des quarks légers, liée à la restauration de la symétrie chirale.

1.5 Conclusion

L'expérience NA50 est consacrée à l'étude des caractéristiques physiques des paires de muons produites dans les interactions entre noyaux de plomb à 158 GeV/c par nucléon. En particulier, les efforts portent sur l'étude de la production du J/ψ et du ψ' en fonction de l'énergie transverse E_\perp libérée lors de l'interaction (indicateur relié à la centralité de la collision) et de l'énergie résiduelle à 0° (mesure directe de l'énergie incidente transférée au système). Dans cette thèse, nous extrayons les sections efficaces de production du J/ψ et du ψ' via leur désintégration en paires de muons, du processus Drell-Yan, et nous établissons leur dépendance avec l'énergie transverse.

2

Dispositif expérimental

Ce chapitre est consacré à une description très succincte de l'appareillage expérimental. Le lecteur aura ainsi une idée d'ensemble des outils mis en œuvre pour mener à bien le programme de mesure.

2.1 Introduction

L'expérience NA50 [Abreu91] a pour objectif la mesure des caractéristiques des paires de muons produites dans les interactions Pb–Pb à 158 GeV/c par nucléon. Dans ce travail, nous extrayons les sections efficaces de production de dimuons mesurées au cours des prises de données effectuées en novembre et décembre 1995 auprès du SPS au CERN et nous établissons leurs dépendances avec certains indicateurs caractérisant la géométrie de la collision.

L'ensemble de détecteurs NA50 a pour élément central le *spectromètre à muons* de l'expérience NA10 [Anderson83]. Celui-ci mesure les quantités de mouvement des muons produits lors des interactions, dont on peut déduire les variables cinématiques $(M_{\mu\mu}, p_{\perp}, y, \dots)$ définissant les paires de muons.

Le dispositif permet aussi la mesure de paramètres caractérisant la géométrie de la collision noyau-noyau ayant fourni le dimuon. Un *calorimètre électromagnétique* mesure le flux d'énergie transverse neutre E_{\perp} (centralité de l'interaction). Des informations complémentaires sont obtenues grâce à un *compteur de multiplicité* de particules chargées M_{ch} , également corrélées à la centralité de l'interaction, et à un *calorimètre à zéro degré* (ZDC), qui mesure l'énergie E_{zdc} emmenée par le projectile spectateur.

Une grande luminosité est obtenue au moyen d'une *cible épaisse segmentée* avec détection du vertex d'interaction.

Ces éléments sont complétés par une série de *compteurs de contrôle*. Les hodoscopes BH, BHI et BHI_{new} permettent une mesure directe du faisceau (luminosité, empilement). Une paire de comp-

teurs antihalo ($AH_{1,2}$) permet de mesurer la position du faisceau et d'identifier un éventuel halo de particules. A ces compteurs viennent s'adjoindre des télescopes, contrôlant la stabilité dans le temps de la luminosité.

2.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons (figure 2.1) est l'élément principal de l'expérience NA50. Conçu pour pouvoir supporter un grand taux de comptage, il accepte les dimuons dans l'intervalle de pseudo-rapacité $2,8 < \eta < 4,0$. Il possède une résolution en masse de 3,2% et une acceptance A_{cc} de l'ordre de 13% [Petiau96] à la masse du J/ψ . L'ensemble comporte :

- un aimant toroïdal ;
- un absorbeur, qui a pour fonction d'arrêter les électrons, photons ou hadrons produits dans la cible ainsi que les noyaux n'ayant pas interagi, ne laissant passer que les muons ;
- 8 chambres à fils qui mesurent la trajectoire des muons avant et après le passage dans le champ magnétique de l'aimant ;
- des hodoscopes ($R_1 \cdots R_4$ et P_1, P_2) qui permettent le déclenchement de l'acquisition.

2.2.1 L'aimant

L'aimant est l'élément central du spectromètre. De symétrie hexagonale, il mesure 4.8 m de longueur et possède un rayon de 2 m. Un champ magnétique toroïdal y est créé par six bobines parcourues par un courant pulsé et synchronisé avec le cycle du SPS. Chaque sextant est soutenu par une pièce de fer qui couvre 18° en azimuth sur les 60° des secteurs.

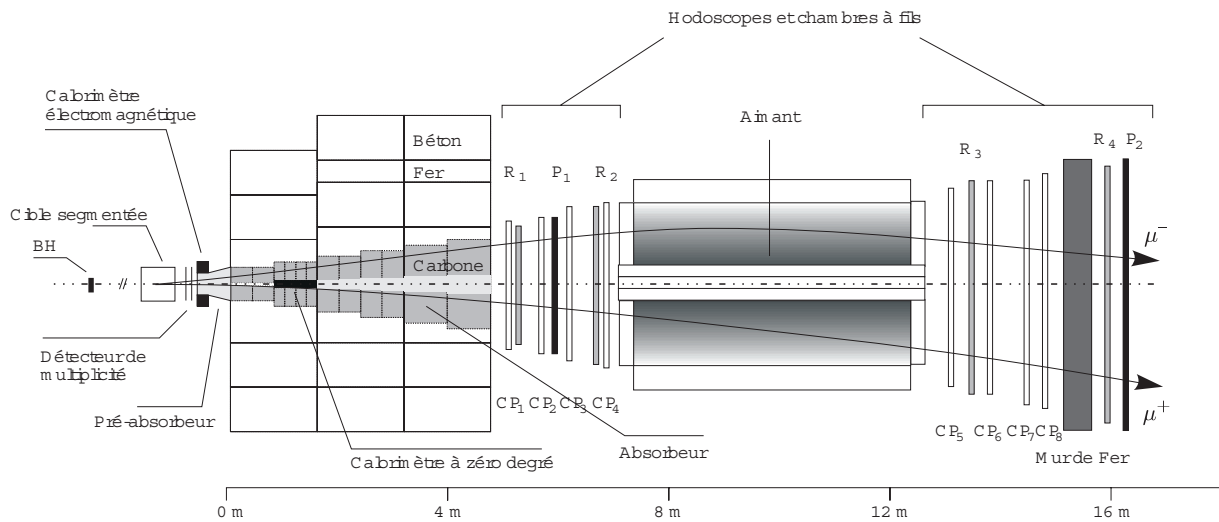


FIG. 2.1 - « Spectromètre à muons de l'expérience NA50. »

Le champ créé possède une dépendance en $1/r$ (r étant la distance à l'axe) :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{e}_\phi$$

où ϕ est l'angle azimutal et B_0 une constante dépendant du courant (4000-7000 A). Pour prévenir tout effet systématique lié au champ, la polarité est inversée pour certaines prises de données. L'amplitude du champ est constamment mesurée et est paramétrisée analytiquement pour être utilisée dans les simulations hors-ligne et la reconstruction des données.

Dans un tel champ, une particule chargée émise de la cible reste dans son plan azimutal. L'angle de déflexion des muons est inversement proportionnel à leur impulsion transverse : $\Delta\theta \propto 1/p_\perp$.

Cette dépendance en p_\perp (plutôt qu'en p comme dans le cas d'un champ dipolaire) intervient dans la logique du système de déclenchement.

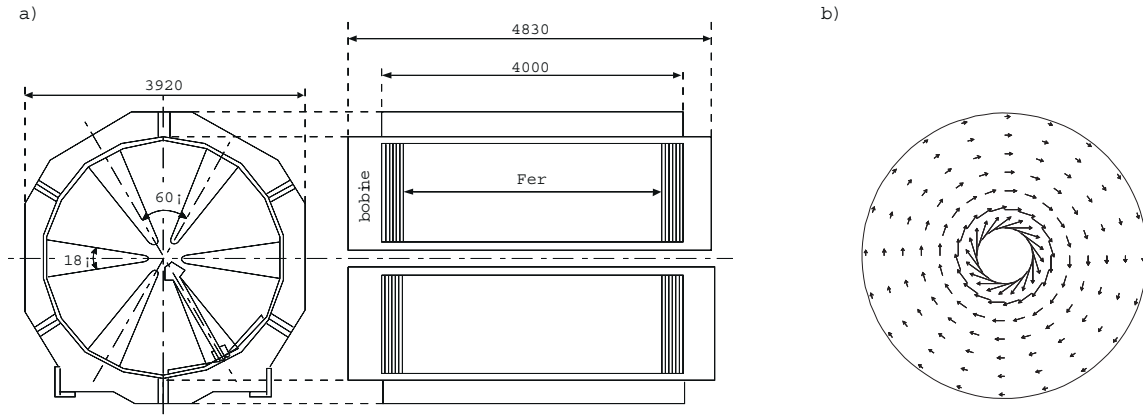


FIG. 2.2- a - « Vues de face et de côté de l'aimant. »
b - « Vue transverse du champ magnétique toroïdal. »

2.2.2 L'absorbeur

Le rôle de l'absorbeur est double : absorber la fraction du faisceau n'ayant pas interagi avec la cible (absorbeur de faisceau) et faire interagir le plus grand nombre de particules légères et de fragments produits lors des interactions.

L'absorbeur de faisceau est un assemblage cône de tungstène et d'uranium (figures 2.1 et 2.3) de 4,80 m devant lequel se situe le calorimètre à zéro degré (voir paragraphe 2.3.2).

Tout autour se trouve un assemblage de cylindres de carbone (représentant environ 15 longueurs d'absorption du π) qui couvre l'acceptance angulaire du spectromètre (de 35 à 140 mrad). Il permet d'absorber le maximum de π^\pm , K^\pm , e^- et γ sans toutefois trop affecter la trajectoire des muons. Le faible numéro atomique du carbone réduit la diffusion multiple (coulombienne) des muons. L'erreur sur la mesure de l'angle entre les deux muons et sur la perte d'énergie est alors minimisée et permet

d'obtenir une bonne résolution en masse. A cet absorbeur est adjoint un pré-absorbeur en oxyde de béryllium (voir figure 2.3).

L'élimination, le plus tôt possible, des π^\pm et des K^\pm produits en quantité importante dans les interactions noyau-noyau, est essentielle. En effet, la désintégration de ces particules en $\mu + \nu$ est susceptible de créer des paires de muons $\mu^+\mu^-$ qui se superposent aux dimuons produits lors de l'interaction ¹⁶.

L'ensemble formé par l'absorbeur de faisceau et le filtre à muons est inséré entre des blocs de fer et de béton. Certains hadrons très énergétiques sont capables de traverser le bloc de graphite et le champ de l'aimant, pour venir frapper un hodoscope et déclencher une acquisition fortuite. A cette fin, un mur de fer est placé avant les derniers hodoscopes R_4 et P_2 (figure 2.1). Situé après les dernières chambres à fils, il permet l'absorption des hadrons restants, sans affecter la résolution du spectromètre malgré son numéro atomique élevé.

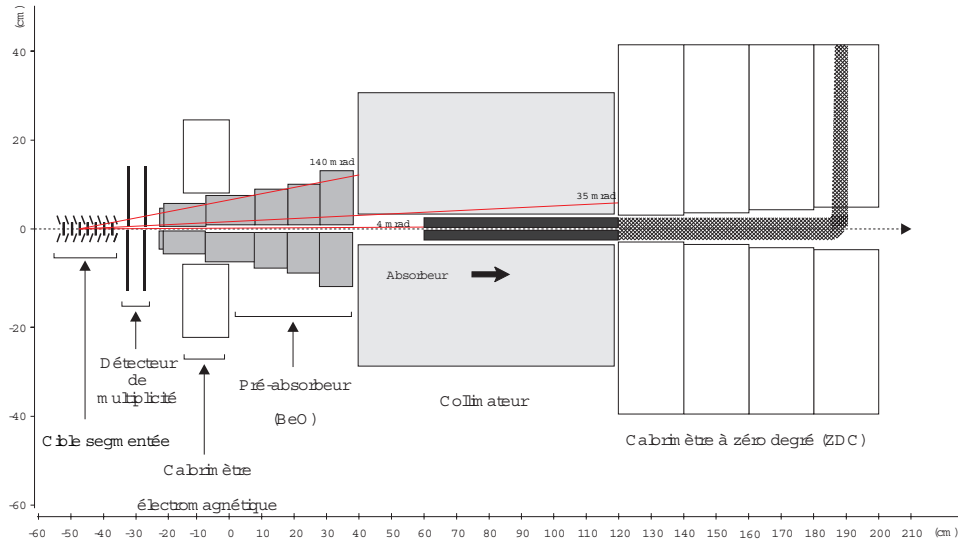


FIG. 2.3 - « Vue détaillée de la région cible »

2.2.3 Les chambres à fils

Les chambres proportionnelles à fils sont au nombre de huit. Chacune d'elles, de forme hexagonale, comprend trois plans de fils (y, u, v) faisant un angle de 60° les uns par rapport aux autres (figures 2.4). Ces ensembles de fils permettent de mesurer les coordonnées dans l'espace de la trace des muons. Les fils de tungstène plaqués d'or de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre sont espacés de 3 mm. Le gaz utilisé pour ces chambres est un mélange d'argon (80%), d'isobutane (19,8%) et de fréon (0,2%). La lecture s'effectue par groupes de 32 fils connectés à des préamplificateurs d'où sortent des câbles

¹⁶. De telles coïncidences créent également des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$ à partir desquelles il est possible d'estimer le bruit de fond $\mu^+\mu^-$ enregistré.

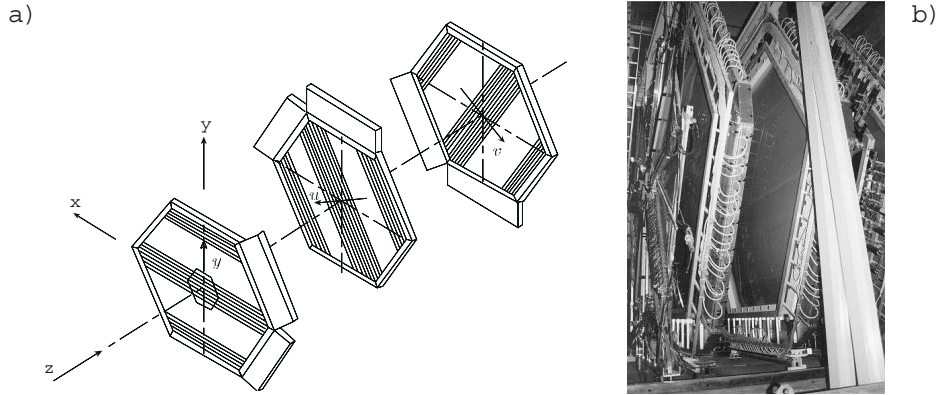


FIG. 2.4- a - « *Chambre proportionnelle avec ses trois plans de fils (y, u, v).* »
b - « *Photographie des chambres proportionnelles.* »

qui retardent les signaux et les transmettent au RMH (« *Receiver Memory Hybrid* »). L'ensemble des quatre chambres (CP_1, \dots, CP_2) situé en amont de l'aimant détermine la trajectoire des muons avant la déflexion par le champ magnétique. Les quatre autres chambres (CP_5, \dots, CP_8), en aval de l'aimant, déterminent la trajectoire des muons après déflexion. On notera $\varepsilon_{2\mu}$ l'efficacité de mesure de dimuons résultante.

2.2.4 Les hodoscopes

Les hodoscopes R_1, \dots, R_4 (figures 2.5) sont utilisés pour le déclenchement du système d'acquisition. Deux hodoscopes sont placés de chaque côté de l'aimant, R_1 et R_2 en amont, R_3 et R_4 en aval. Ces hodoscopes, qui reprennent la forme hexagonale de l'aimant et des chambres à fils, sont divisés en six sextants formés de lattes de scintillateurs, parallèles entre elles et perpendiculaires à l'axe du faisceau.

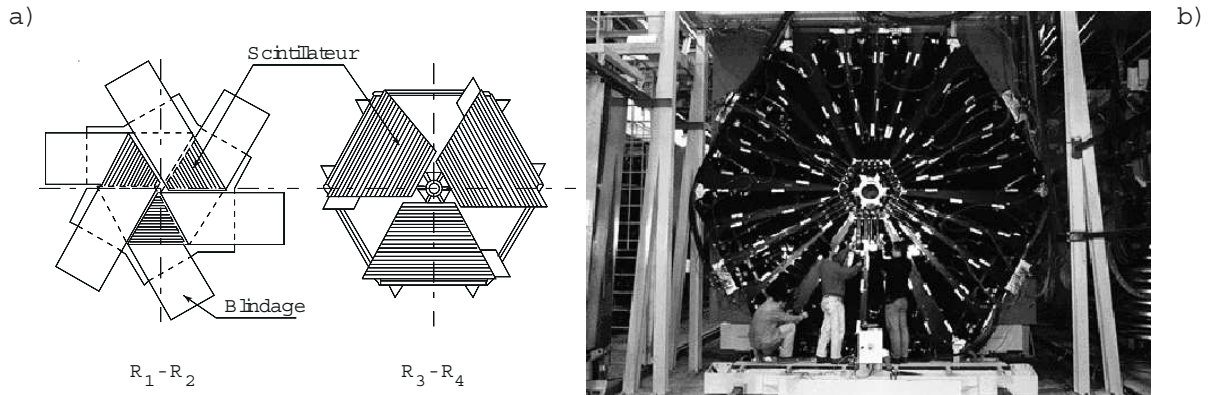


FIG. 2.5- a - « *Hodoscopes R_j ($j = 1 \dots 4$).* »
b - « *Hodoscope P_2 , situé après le mur de fer.* »

L'ensemble $R_1 - R_2$ détermine la zone de provenance des muons. L'hodoscope R_2 est homothétique de R_1 par rapport au centre de la cible.

L'ensemble des hodoscopes permet une estimation « en ligne » de l'impulsion transverse des muons à partir de l'angle de déflexion. Les signaux des compteurs sont transmis aux modules RMH. Les hodoscopes P_1 et P_2 , dont les scintillateurs sont disposés radialement, sont situés également de part et d'autre de l'aimant. Ils permettent la mesure de l'efficacité du déclenchement basé sur les hodoscopes R_j ($j = 1 \cdots 4$). On notera ε_{trig} cette efficacité.

2.3 Mesures corrélées aux dimuons

2.3.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique permet la mesure, événement par événement, de l'énergie transverse neutre E_\perp , qui rend compte de la centralité de la collision.

Ce calorimètre est constitué de fibres scintillantes logées dans des tubes en inox et placées dans du plomb. Celles-ci sont parallèles au faisceau et la lumière produite est conduite par des fibres optiques jusqu'aux photomultiplicateurs. Pour la lecture du signal, ces fibres sont regroupées en cellules réparties en quatre couronnes centrées sur le faisceau et divisées en six secteurs trapézoïdaux (voir figure 2.6). Sa structure lui confère environ 13 longueurs de radiation, ce qui lui permet d'absorber en moyenne 90% de la gerbe électromagnétique. Comme la cible est fractionnée en plusieurs cibles (voir paragraphe 2.3.4) le domaine de pseudo-rapacité couvert par le calorimètre varie légèrement d'une cible à l'autre. Quelle que soit la cible, l'information en énergie transverse recueillie par le calorimètre est ramenée après correction au domaine de pseudo-rapacité $1,7 < \eta < 2,3$.

Sa calibration est effectuée grâce à un faisceau d'électrons. Le vieillissement des fibres, dû au taux de radiation élevé, doit être pris en compte pour la mesure de l'énergie transverse. La contribution à l'énergie déposée dans les couronnes due aux particules chargées est estimée par une simulation GEANT. L'énergie transverse neutre totale est obtenue en sommant toutes les contributions des cellules :

$$E_\perp = \sum_j \alpha(i, j) E_j \times \sin(\theta_j)$$

où E_j est l'énergie mesurée dans la cellule j , et où $\alpha(i, j)$ est un facteur de correction dépendant de la cellule j et de la cible d'interaction i , et où θ_j est l'angle moyen sous lequel est vue la cellule j à partir de la cible vertex i . Pour des collisions Pb-Pb, la résolution en énergie transverse neutre du calorimètre électromagnétique est :

$$\frac{\sigma(E_\perp)}{E_\perp} \approx \frac{0,94}{\sqrt{E_\perp \text{ (GeV)}}}$$

Un calorimètre similaire a été utilisé pour l'expérience NA38 [Devaux88].

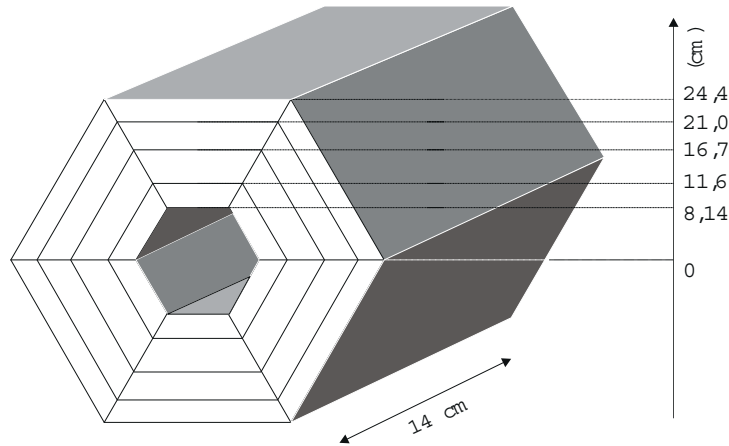


FIG. 2.6 - « Calorimètre électromagnétique. Le faisceau est perpendiculaire à la feuille, au centre géométrique. »

2.3.2 Le calorimètre à zéro degré

Le calorimètre à zéro degré (ZDC) permet la mesure de l'énergie déposée par les particules spectatrices de la réaction. Il est constitué de fibres de quartz noyées dans du tantale. Son volume actif est de $5 \times 5 \times 65 \text{ cm}^3$. Situé au cœur de l'absorbeur de hadrons (figure 2.3), il possède une très haute résistance aux radiations. Sa résolution est de l'ordre de 7% pour les ions Pb de 158 GeV/c par nucléon, et de l'ordre de 30% pour des protons de 200 GeV/c. En outre, le calorimètre à zéro degré permet d'identifier tous les événements avec plus d'un ion incident, quelque soit le résultat de leur comptage par l'hodoscope de faisceau (BH).

2.3.3 Le détecteur de multiplicité

Le détecteur de multiplicité (MD) mesure la multiplicité des particules chargées produites sur une large ouverture angulaire (incluant l'ouverture angulaire du spectromètre à muons), et leur distribution en rapidité.

La mesure est effectuée par deux unités MD₁ et MD₂ (voir figure 2.3). Chaque unité est constituée de deux couronnes de détecteurs au silicium, de rayon intérieur 4.4 mm (resp. 34.4 mm) et de rayon extérieur 34.4 mm (resp. 86.4 mm). Le détecteur de multiplicité permet d'atteindre une acceptance en pseudo-rapacité de $1,6 < \eta < 4$ pour chaque cible. Sa résolution est voisine de 5 %.

2.3.4 La cible segmentée

Le dispositif cible est représenté sur la figure (2.7). On distingue, outre le porte-cible, le dispositif de mesure du vertex d'interaction, formé de barrettes de quartz, à l'intérieur d'une chambre

métallique supportant les organes du système (photomultiplicateurs, fibres optiques, dispositif mécanique, etc.). La détermination du vertex permet le calcul de l'énergie transverse E_{\perp} et des caractéristiques cinématiques des paires de muons produites. Le chapitre 3 est consacré entièrement à sa description, à son fonctionnement et à l'étude de son efficacité $\langle \varepsilon \rangle_{1...7}$ de reconnaissance du vertex.

2.4 Les compteurs de contrôle

2.4.1 L'hodoscope de faisceau « BH »

L'hodoscope de faisceau (BH) détecte chaque ion incident qui arrive de l'accélérateur. Il est composé d'un plan de 16 lames de quartz couvrant une surface de dimensions $20 \times 70 \text{ mm}^2$. Il permet en outre de déceler le passage simultané de plusieurs ions pendant l'intervalle de temps d'analyse des données analogiques (empilement faisceau). Le taux de comptage de chaque voie du BH est enregistré pour les besoins du calcul des sections efficaces. L'efficacité de détection d'un ion dépend en grande partie de la géométrie des compteurs. Elle est de l'ordre de 98%. Le dispositif est complété par un compteur BHI détectant une éventuelle interaction du faisceau avec l'hodoscope de faisceau. Un second détecteur (BHI_{new}), formé de quatre secteurs, permet d'améliorer l'efficacité du

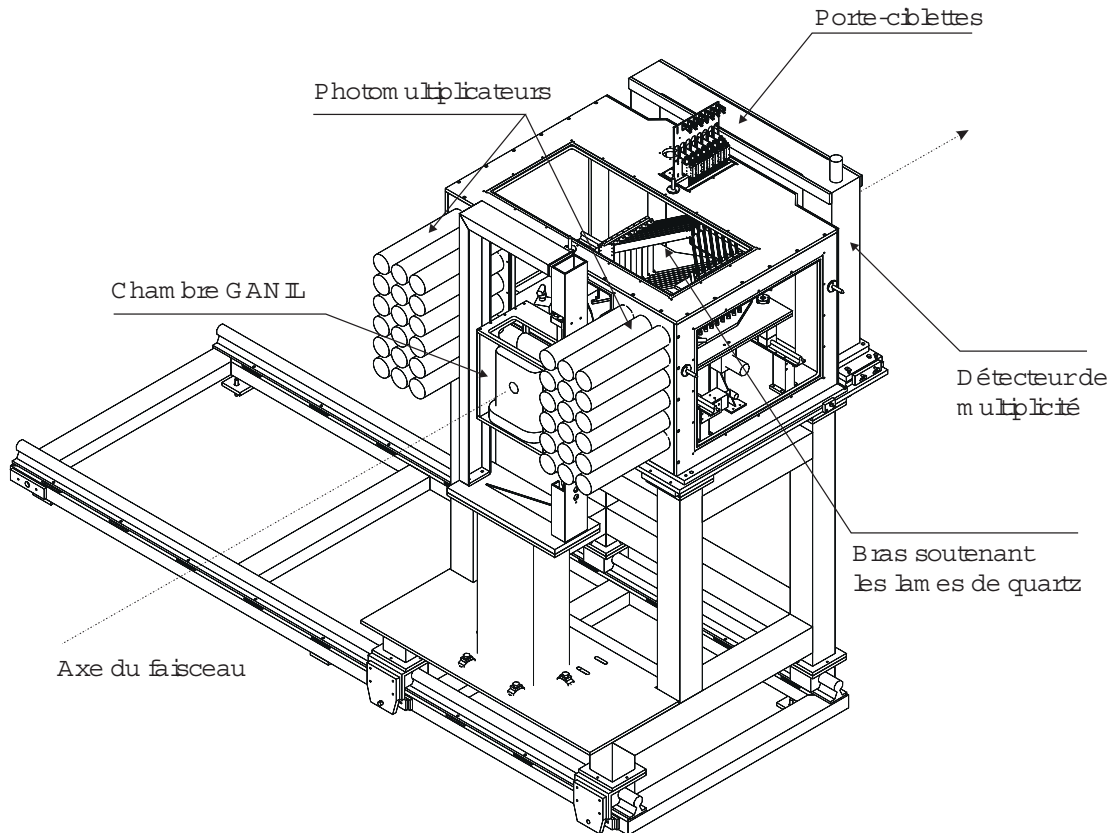


FIG. 2.7 - « Vue de la cible active NA50. »

BHI, en portant l'angle minimum de détection des produits d'interactions (vu du BH) de 73 mrad à 13 mrad. L'ensemble de ces détecteurs est placé dans le vide.

2.4.2 Les compteurs « antihal »

Les antihalos AH_i sont deux lames carrées de quartz, percées d'un trou de 3 mm de diamètre, sensibles uniquement aux fragments multichargés. Ils sont destinés à veiller à la stabilité du faisceau sur son axe théorique et à le délimiter, en éliminant les noyaux incidents passant hors du trou ou les fragments issus de collisions en amont. Notons qu'une paire de lames de quartz (indiquée 0) solidaire du dispositif de mesure du vertex d'interaction (voir chapitre 3) est placée à l'entrée de la cible pour détecter une éventuelle interaction (dans l'air, dans les fenêtres minces, dans les détecteurs précédents, etc.) avant la cible.

Un compteur antihalo BAH fait de 6 éléments scintillants couvrant une surface $15 \times \pi^2 \text{ cm}^2$ autour d'un trou ($\varnothing = 15 \text{ mm}$) pour le passage du faisceau, détecte le bruit de fond résiduel dû aux particules légères provenant de l'amont (non utilisé en 1995).

2.4.3 Les chambres « GANIL »

Les chambres GANIL sont situées à l'amont de la cible (voir figure 2.7). Ces petites chambres à fils permettent une mesure du profil du faisceau horizontal et vertical.

2.4.4 Les télescopes

Les trois télescopes « J », « S » et « V » permettent le contrôle de la stabilité du faisceau. Ce sont des scintillateurs pointant vers la cible à 90 degrés. Les télescopes « J » et « S » sont disposés dans le plan horizontal des ciblettes, alors que le télescope « V » est positionné à la verticale de celles-ci.

Etant positionnés hors de l'axe du faisceau, ils ne reçoivent que les produits des interactions. Ces télescopes sont donc soumis à un taux de comptage faible (relativement à l'hodoscope de faisceau). Leur taux de comptage est proportionnel à la luminosité, qui est le produit du nombre d'ions incidents par le nombre de noyaux cible.

2.5 Déclenchement et acquisition des données

Le système de déclenchement *dimuon* est basé sur l'information des quatre hodoscopes R_1 à R_4 . Il est conçu autour d'une matrice de coïncidence qui permet, à partir de ces signaux, d'estimer en ligne l'impulsion transverse des muons traversant le spectromètre. Chaque scintillateur i de R_2 est associé à un scintillateur i de R_1 par l'intermédiaire d'un circuit de coïncidence. La coïncidence

$V^i = R_1^i \times R_2^i$ permet d'éliminer les traces provenant des interactions se produisant dans l'absorbeur pour n'accepter que les traces pointant sur la cible¹⁷.

Si la coïncidence $V^i \times R_4$ est satisfaite, alors une particule a traversé l'appareillage. L'hodoscope R_4 est situé après le mur de fer, de façon à s'assurer que la particule détectée est bien un muon. La coïncidence $V^i \times R_4$ est validée par l'hodoscope R_3 afin de réduire le taux de déclenchement fortuit.

Le premier niveau de déclenchement exige deux signatures $V \times R_4 \times R_3$ synchrones dans deux sextants différents des hodoscopes. La logique intersextant (dite « *Magic Box* ») est opérée par une boîte mémoire programmable. L'angle de déflexion estimé à partir des compteurs V^i et R_4 touchés permet d'évaluer sommairement l'impulsion transverse p_\perp des muons.

Le second niveau de déclenchement est assuré par un microprocesseur qui permet la sélection des événements selon différents critères, dont la zone de masse de la paire de muons. En première approximation la masse invariante du dimuon s'écrit :

$$M_{\mu\mu} \approx p_\perp^{\mu_1} + p_\perp^{\mu_2}$$

où $p_\perp^{\mu_1}$ et $p_\perp^{\mu_2}$ sont les impulsions transverses de chacun des muons. Le microprocesseur permet également de combiner d'autres critères, comme le nombre de mots de l'événement, le nombre total de compteurs touchés, l'énergie totale mesurée par le calorimètre électromagnétique, etc.

Les informations sont enregistrées sur bande magnétique. Ces données contiennent des renseignements sur la nature de la prise de données (polarité du champ magnétique, nature du déclenchement, etc.), les informations relatives à chaque paquet de faisceau, les signaux de l'ensemble des compteurs (hodoscopes touchés, fils des chambres, informations calorimétriques, etc.), à chaque événement.

2.6 Conclusion

Le dispositif expérimental permet la mesure de divers paramètres caractérisant les dimuons ($M_{\mu\mu}, p_\perp$, etc.) et la géométrie des collisions (E_\perp, M_{ch}, E_{zdc} , etc.).

Dans le calcul des sections efficaces interviennent des termes de correction sur le nombre d'événements mesurés (voir chapitre 4), pour la prise en compte des effets d'acceptance A_{cc} et des efficacités de mesure de traces $\varepsilon_{2\mu}$, de déclenchement ε_{trig} , et de mesure du vertex $\langle \varepsilon \rangle_{1...7}$ (voir chapitre 3).

En outre, des coefficients de correction sur la luminosité intégrée sont introduits pour tenir compte des multiples ions incidents, des interactions des ions dans l'hodoscope de faisceau (BH), des passages des ions hors du volume défini par les compteurs antihalo et des événements corrélés à plusieurs ions incidents détectés par le calorimètre à zéro degré (mais compté 1 par le BH). Tous ces facteurs sont décrits et évalués dans le chapitre 5 de ce document.

17. A cause de l'extention spaciae de la zone cible et pour augmenter l'acceptance des dimuons de basse masse, la coïncidence $V^i = R_1^i \times R_2^{i-1}$ est également acceptée.

3

Cible segmentée

Ce chapitre est consacré à la description de la cible segmentée, à l'extraction des informations fournies pour le calcul du vertex d'interaction, à sa performance en terme d'efficacité, et à la reconnaissance d'événements avec interaction de fragments ou avec double interaction.

3.1 Introduction

La production de paires de muons est un phénomène de faible section efficace. Son étude nécessite donc une grande luminosité. Cette luminosité élevée est obtenue grâce à un faisceau de grande intensité (de l'ordre de 10^7 particules par seconde) et à l'utilisation d'une cible épaisse (de l'ordre du cm).

Avec une telle épaisseur de cible, la probabilité que les particules légères produites réinteragissent dans l'épaisseur de matière résiduelle environnante est grande. La cible est alors segmentée et chacun de ses éléments est de dimension transverse réduite. La mesure du vertex d'interaction est alors nécessaire pour le calcul des quantités physiques dépendant de la géométrie (telle que l'énergie transverse E_{\perp} ou la masse $M_{\mu\mu}$ des dimuons).

De plus, la probabilité qu'une interaction soit suivie d'une réinteraction de fragment à petit angle ou que plusieurs particules incidentes soient présentes (et non reconnues comme telles par l'hodoscope de faisceau) et interagissent dans l'intervalle de temps d'analyse des informations n'est pas négligeable. Il est dans ce cas probable que les informations corrélées au dimuon mesuré correspondent à la superposition d'informations provenant de plusieurs collisions. Il est donc nécessaire de savoir reconnaître ce type d'événements afin de les éliminer. La cible segmentée permet l'identification d'une éventuelle interaction de fragments ou d'une double interaction d'ions incidents.

3.2 Description

La cible construite pour l'expérience NA50 [Bellaiche97] (voir Fig. 3.1) contient 7 ciblettes, placées chacune à 2.5 cm d'intervalle le long de l'axe du faisceau, sur un support amovible motorisé (voir Fig. 3.2-b). Leur épaisseur (1 ou 2 mm) correspond à une longueur d'interaction λ_i de 2.5 ou 5.0%, soit une longueur d'interaction totale λ_T de 17.5 ou 35%. Les ciblettes, de section transversale circulaire, possèdent toutes un diamètre de 2.5 mm, hormis la première ciblette, dont le diamètre

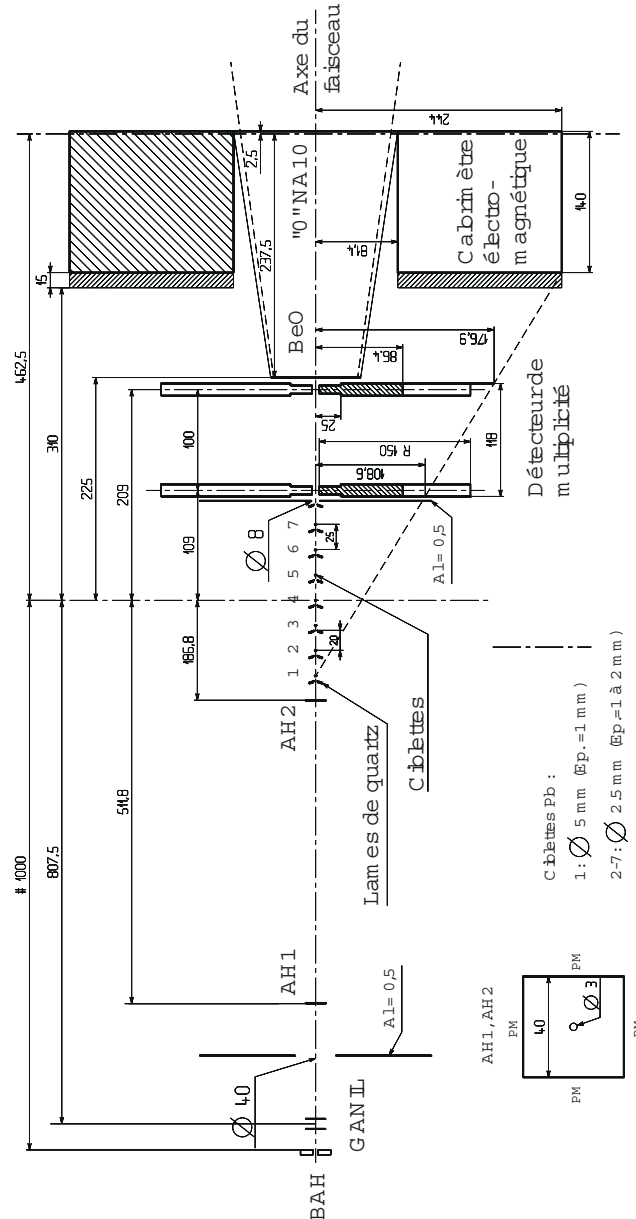


FIG. 3.1 - « Géométrie de la cible NA50 et des détecteurs environnants (calorimètre électromagnétique, compteurs de multiplicité, compteurs de contrôle du faisceau). »

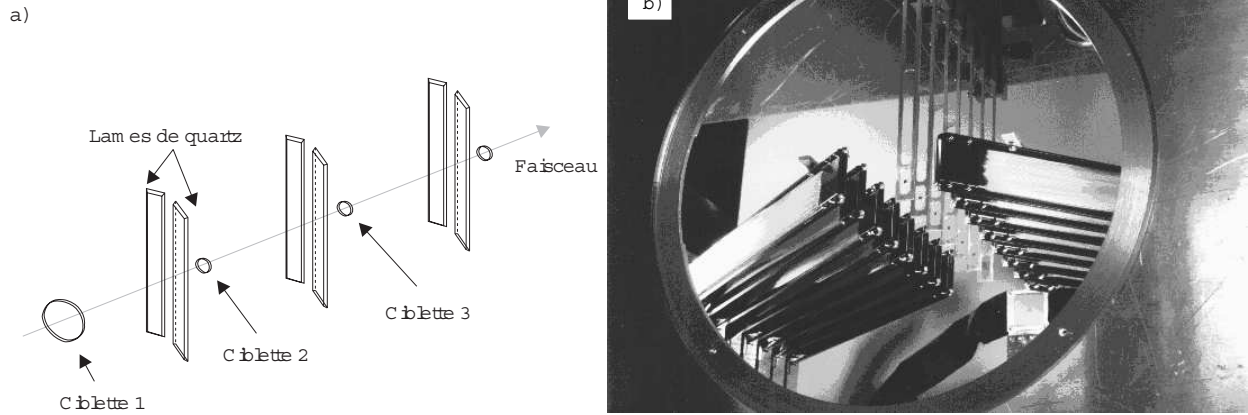


FIG. 3.2- a - « Disposition des cibles et des lames de quartz (échelles non respectées). »
 b - « Vue de la cible active. La ciblette numéro 7 est au premier plan. »

de 5.0 mm assure une complète interception du faisceau pour une mesure correcte de la luminosité.

Chaque ciblette est suivie (voir Fig. 3.2-a) d'une paire de lames de quartz. Les photons Čerenkov émis lors du passage des particules chargées à travers les lames sont collectés et acheminés par des fibres optiques jusqu'aux photomultiplicateurs. Chaque lame et son guide optique est solidaire d'un bras qui permet l'ajustement de l'angle θ et de la distance x de la lame relatifs à l'axe du faisceau (voir Fig. 3.3-c) grâce à des systèmes de translation et de rotation motorisés.

3.3 Principe de la détection

L'identification du vertex repose sur l'utilisation des deux rangées de lames, situées de chaque côté de la rangée de cibles. Une interaction dans la ciblette¹⁸ i (*ciblette vertex*) produit des particules chargées (π^\pm/K^\pm) qui génèrent des photons Čerenkov dans les lames aval (voir Fig. 3.3-a). Les propriétés angulaires de la lumière émise relativement à la géométrie des lames permettent la détermination du vertex de la collision.

L'angle θ relatif à l'axe du faisceau (voir Fig. 3.3-c) est tel que les lames i (droite et gauche) *transmettent* la lumière, par réflexion totale sur les faces parallèles, jusqu'à leur photomultiplicateur, alors que pour les lames $j > i$ (droites et gauches), la lumière est principalement *réfractée* et perdue. Le système a été conçu de telle sorte que dans le cas d'événements avec une interaction, les lames (droites et gauches) qui signalent le vertex de la collision soient celles qui délivrent le plus grand signal (fluctuations mises à part). La géométrie des lames de quartz est indiquée sur la figure 3.3-b.

18. Dans la suite, la lettre i désigne l'indice de la ciblette où se produit l'interaction (ou la paire de lames associée à cette ciblette), et la lettre j désigne tout autre indice de ciblette $j \in [1 \cdots 7]$ (ou toute autre paire de lames).

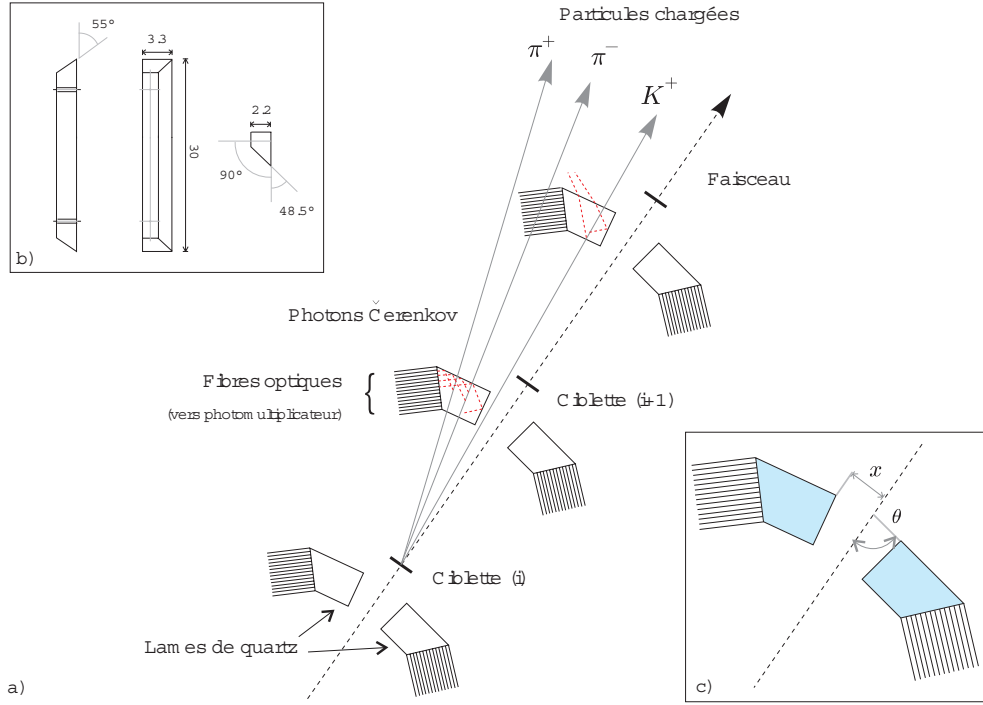


FIG. 3.3- « a - La lumière Čerenkov générée par les particules chargées issues de la collision est réfléchiée ou réfractée par les lames en fonction de son angle d'incidence. La géométrie des lames (b) est telle que le signal collecté est plus grand pour les lames vertex que pour les lames aval, malgré un nombre de particules traversant les lames croissant avec le numéro des lames. La position des lames par rapport au faisceau (c) conduisant à une détection optimale est obtenue expérimentalement. »

3.3.1 Simulation de la cible segmentée

La réponse du système a été simulée pour des interactions Pb-Pb à l'aide du code Monte-Carlo FRITIOF [Anderson87] pour la génération des événements, et du code GEANT [Brun92] pour la production des raies δ , des interactions des particules et le transport des photons Čerenkov. L'angle d'inclinaison ($\theta = 76^\circ$) et la distance à l'axe du faisceau ($x = 2.5$ mm) correspondent à une couverture en pseudo-rapacité $\eta = 2.77 - 1.96$, soit une couverture angulaire de 125-280 mrad dans le plan horizontal. Seule la réponse des lames gauches a été évaluée, pour des raisons de temps de calcul. Dans cette simulation, les ciblettes ont une épaisseur de 1 mm et, afin d'évaluer la réponse des lames amont aux interactions, celles-ci sont produites dans la ciblette 2. Le faisceau, gaussien, est caractérisé par $\sigma_x = \sigma_y = 0.4$ mm et $\sigma_\theta = \sigma_\phi = 0$ mrad.

Le nombre de particules chargées à travers les lames successives et les signaux délivrés sont représentés sur la figure (3.4) en fonction du paramètre d'impact de la collision. Les signaux représentent le nombre de photo-électrons émis par les photocathodes, avec un rendement quantique de 25% et après une atténuation de 70% due aux fibres optiques.

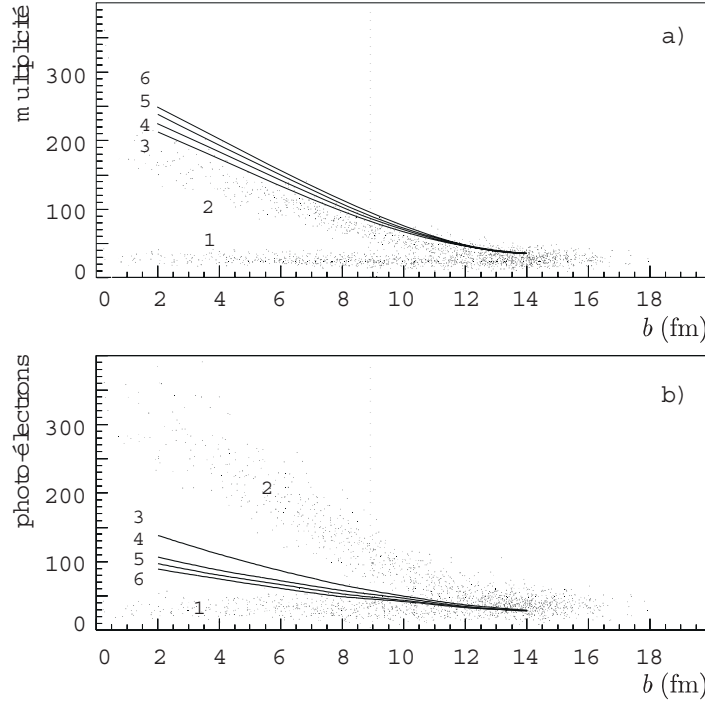


FIG. 3.4- a - « Multiplicité simulée des particules chargées (incluant les électrons δ) pour chaque lame, en fonction du paramètre d'impact b . »
 b - « Nombre de photo-électrons simulés, collectés pour chaque lame, en fonction du paramètre d'impact b . »

La figure (3.4-a) montre que le nombre de particules chargées vues par les lames augmente sensiblement avec l'indice des lames (à l'exception de la première, qui est située en amont de la collision). A l'inverse, la figure (3.4-b) montre que la lumière fournie par la lame 2 est plus importante que celle fournie par les suivantes, mettant en évidence l'effet géométrique attendu.

Une recherche de vertex basée sur l'identification de la première lame donnant un signal au dessus d'un seuil est possible. Dans le cas particulier qui est simulé, le vertex peut être signé grâce à un seuil au-dessus du signal délivré par la lame 1. Une telle procédure permet d'atteindre une efficacité de 100% jusqu'à un paramètre d'impact de plus de 9 fm (figure 3.4-b).

3.3.2 Optimisation du positionnement des lames

La sensibilité de la détection, liée à la lumière Čerenkov émise, est dépendante de la position des lames. Les effets géométriques doivent donc être optimisés expérimentalement. Cette optimisation est un compromis entre la minimisation du rapport des signaux délivrés par les paires de lames¹⁹

19. « i » indiquant la paire de lames en regard du vertex (ou lames vertex).

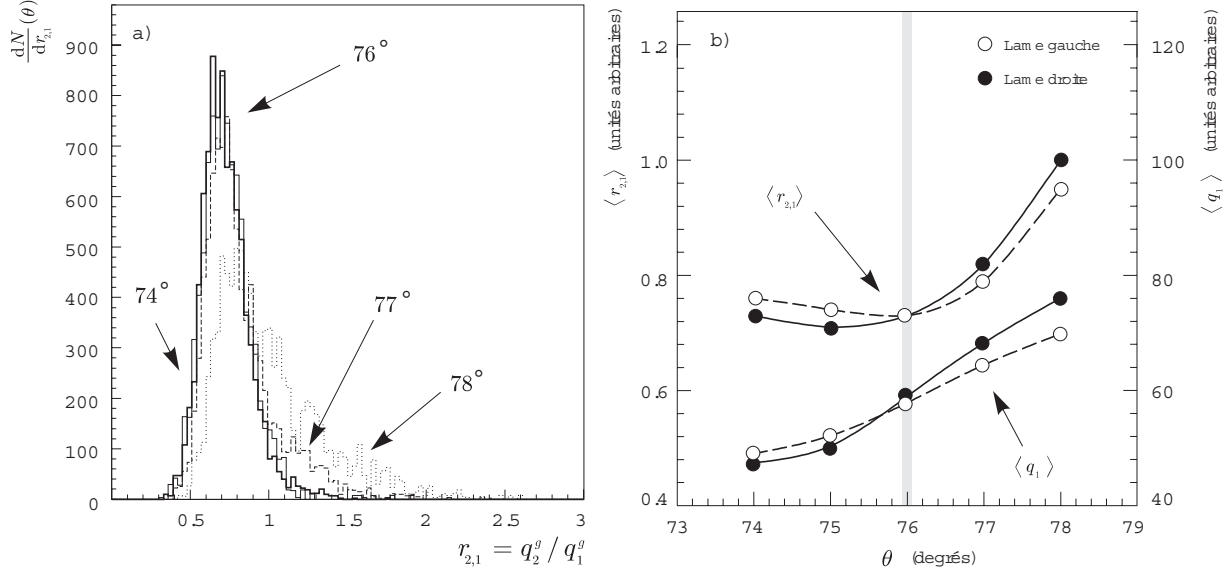


FIG. 3.5- a - « Distributions angulaires du rapport $r_{2,1}$ des signaux délivrés par les lames 2 et 1. »
 b - « Valeurs moyennes $\langle r_{2,1} \rangle$ et $\langle q_1 \rangle$ en fonction de l'angle θ des lames par rapport au faisceau. »

$(i + 1)$ et i :

$$r_{i+1,i}^{d/g} = \frac{q_{i+1}^{d/g}}{q_i^{d/g}}$$

tout en gardant le signal $q_i^{d/g}$ issu des lames vertex important. Les conditions géométriques optimales ont été obtenues par la mesure des distributions angulaires du rapport :

$$r_{2,1}^{d/g}(\theta) = \frac{q_2^{d/g}}{q_1^{d/g}}$$

et du signal $q_1^{d/g}$ pour un angle variant de 74° à 78° (voir figure 3.5). La mesure est effectuée en fixant la distance relative des lames à l'axe du faisceau à $x = 2.5$ mm et en ne gardant que la première ciblette en tant que productrice d'interactions.

Une illustration de l'évolution des distributions du rapport $r_{2,1}$ est donnée en fonction de θ par la figure 3.5-a dans le cas des lames gauches. La figure 3.5-b montre les valeurs moyennes $\langle r_{2,1}^{d/g}(\theta) \rangle$ et $\langle q_1^{d/g}(\theta) \rangle$ pour les rangées de lames droites et gauches. La valeur moyenne $\langle r_{2,1}(\theta) \rangle$ atteint un minimum pour $\theta = 76^\circ$ alors que le signal délivré par les lames vertex $\langle q_1(\theta) \rangle$ reste important fixant le compromis qui a été adopté pour les prises de données.

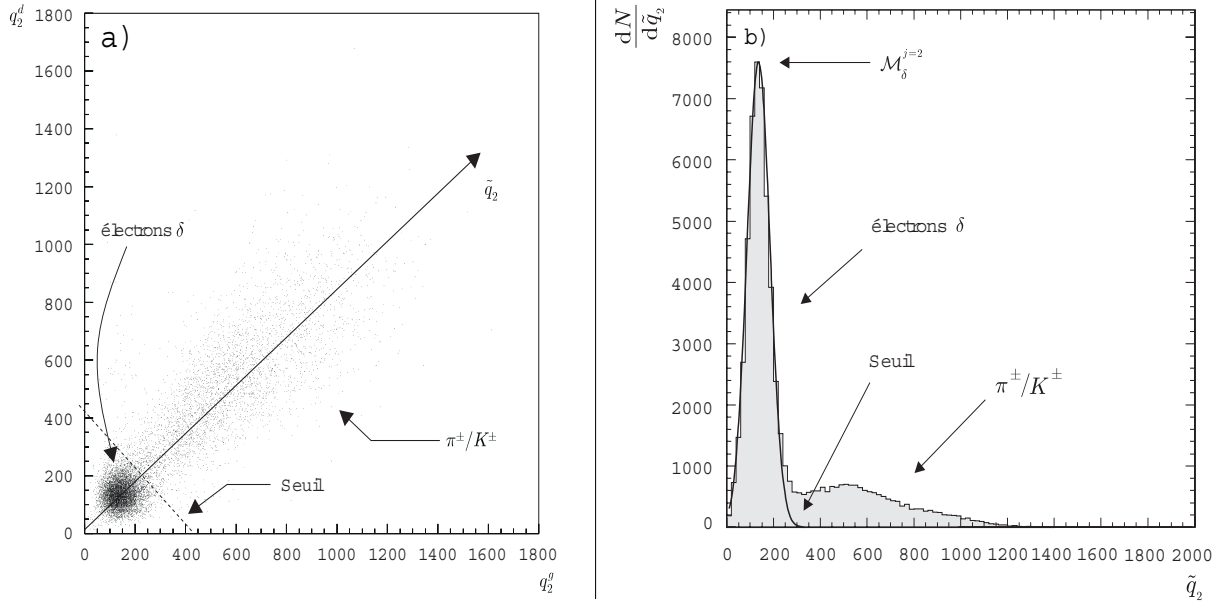


FIG. 3.6- a - « Corrélation (q_2^d, q_2^g) des signaux délivrés par les lames 2 droite et gauche. »
 b - « Projection \tilde{q}_2 des signaux droits et gauches sur la direction de la corrélation. La composante δ a été ajustée par une gaussienne, dont le sommet \mathcal{M}_δ^2 est indiqué. »

3.4 Identification du vertex

3.4.1 Composantes du signal

Le passage du faisceau à travers chaque ciblette (et à travers l'air entre les ciblettes) conduit à la production d'électrons δ par processus électromagnétiques. La traversée des lames de quartz par ces électrons induit l'émission de photons Čerenkov. Les interactions hadroniques entre les noyaux incidents et les noyaux cible (ou les noyaux de l'air) conduisent, elles, à la production d'une grande quantité²⁰ de mésons légers (π et K) à l'avant (selon la simulation, très peu sont émis à l'arrière, voir figure 3.4-a). Ainsi, en amont de l'interaction, les signaux Čerenkov sont dus aux électrons δ seuls alors qu'en aval de l'interaction, les signaux Čerenkov sont associés aux électrons δ produits en amont et aux mésons légers produits par l'interaction nucléaire, elle-même.

3.4.2 Algorithme d'identification

La figure 3.6-a représente un exemple de corrélations entre les signaux lames droit et gauche. C'est la corrélation donnée par la deuxième paire de lames, pour des événements ayant déclenché l'acquisition grâce à la détection d'une paire de muons $\mu\mu$.

²⁰. Plus de 2500 dans les interactions les plus centrales

On observe la contribution due aux raies δ , à bas niveau (produites par la traversée des cibles 1 et 2 par le plomb) et celle due aux particules π^\pm/K^\pm provenant des interactions nucléaires dans une des cibles (1 ou 2) en amont.

On peut alors interpréter tout événement corrélé à un signal au-dessus du niveau du signal δ comme la trace d'une interaction hadronique. L'algorithme d'identification du vertex de la collision procède événement par événement, de la voie 1 à la voie 7, à la recherche systématique du premier signal au-dessus du seuil des δ (figures 3.6).

La contribution des électrons δ étant un effet cumulatif, les seuils de déclenchement sont fonctions de la position des paires de lames et augmentent avec leurs indices. Ils sont d'autre part dépendants des gains des photomultiplicateurs associés à chaque lame.

La direction de la corrélation (q_j^d, q_j^g) permet de s'affranchir de la calibration relative des voies. Dans cet objectif, les réponses $q_j^{d/g}$ des lames droites et gauches sont projetées (figure 3.6-b) sur cette direction. La réponse \mathcal{R} de l'algorithme n'est plus alors seulement fonction que des projections \tilde{q}_j :

$$\tilde{q}_j = \frac{1}{\sqrt{1 + a_j^2}} \left(q_j^g + a_j \times q_j^d \right) \text{ avec } a_j = \tan(\theta_j)$$

La méthode pour déterminer les angles θ_j des directions des corrélations (q_j^d, q_j^g) est détaillée dans l'annexe A.

Les contributions δ aux distributions $dN/d\tilde{q}_j$ sont ajustées analytiquement par des fonctionnelles gaussiennes $\mathcal{G}(x_j, \bar{x}_j, \sigma_j)$ (figure 3.6-b) :

$$\mathcal{G}(x_j, \bar{x}_j, \sigma_j) = e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{x_j - \bar{x}_j}{\sigma_j} \right)^2}$$

Les seuils S_j sont fixés relativement aux maxima \mathcal{M}_δ^j de ces gaussiennes, de sorte que

$$\mathcal{G}(S_j, \bar{x}_j, \sigma_j) = \mathcal{M}_\delta^j / k \quad (k = 100, 200, \dots)$$

La paire de lames j associe à un signal hadronique tout signal dont le niveau \tilde{q}_j est supérieur au seuil $S_j(k)$. La cible associée à la première paire de lames qui identifie un signal hadronique est appelée cible vertex.

La valeur moyenne de la réponse de l'algorithme en fonction des seuils $S_j(k)$ est représentée par la figure 3.7-a. Le choix du seuil repose sur deux contraintes. Il doit être le plus bas possible (*i.e.* k le plus petit possible) pour ne pas biaiser la contribution du signal hadronique, sans toutefois être trop petit au point de confondre un signal dû aux électrons avec un signal dû aux π^\pm/K^\pm . La figure 3.7-a illustre bien l'effet du choix de seuil. Un seuil trop bas entraîne une identification erronée : la valeur moyenne de la réponse de l'algorithme est tirée brutalement vers le bas. À l'inverse, un seuil placé trop haut ferait chuter l'efficacité de reconnaissance : l'identification de la position du

vertex est correcte (la valeur moyenne $\langle \mathcal{R} \rangle$ sature à mesure que le seuil augmente) mais un nombre croissant d'événements ne sont pas identifiés. Le choix du seuil a été fixé de telle sorte que

$$\mathcal{G}(S_j, \bar{x}_j, \sigma_j) = \mathcal{M}_\delta^i / 300$$

La figure 3.7-b représente la distribution de la réponse de l'algorithme. La réponse $\mathcal{R}(\tilde{q}_0 \cdots \tilde{q}_7)$ de l'algorithme appliqué aux signaux des lames est par convention la suivante :

Interactions signées	par les lames 0	par les lames 1 à 7	non identifiées
$\mathcal{R}(\tilde{q}_0 \cdots \tilde{q}_7)$	0	1, 2, \dots , 7	8

TAB. 3.1 - « Conventions utilisées pour la réponse de l'algorithme d'identification du vertex. »

3.4.3 Efficacité de reconnaissance du vertex

La réponse de l'algorithme d'identification du vertex appliqué avec les seuils déterminés au paragraphe précédant est illustrée par la figure 3.7-b. La contribution $\mathcal{R} = 0$ est due au bruit de fond identifié par la paire de lames 0 qui signe les interactions produites avant la cible (dans l'air, les compteurs de contrôles, etc.). Le canal $\mathcal{R} = 8$ est alimenté par les événements dont tous les signaux

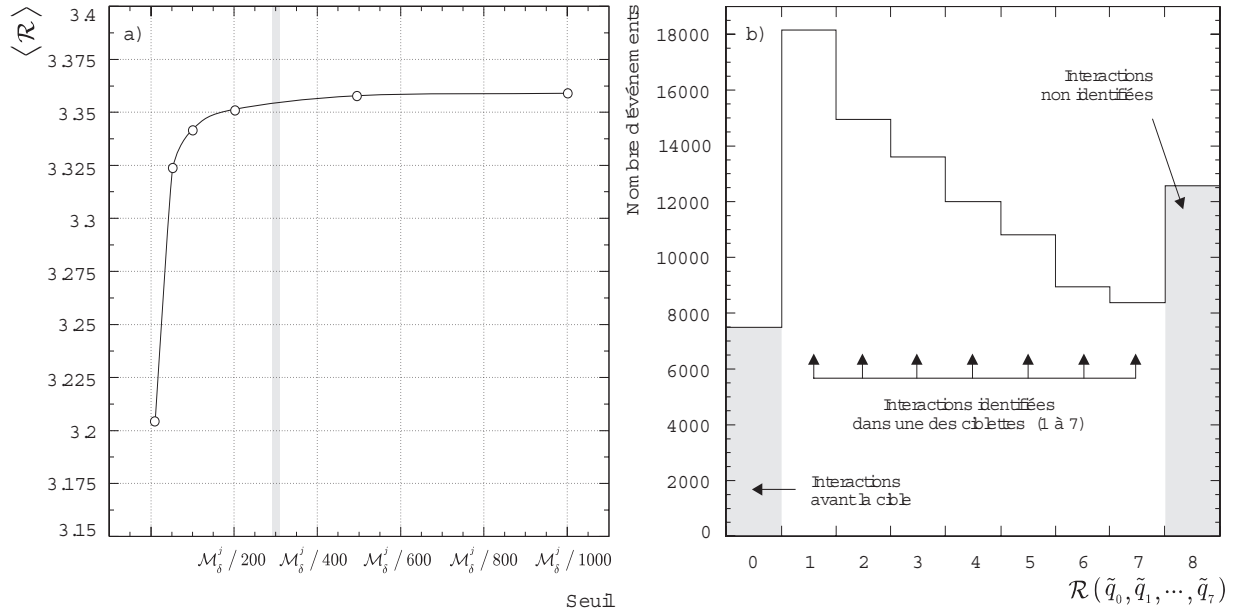


FIG. 3.7- a - « Valeur moyenne de la réponse de l'algorithme en fonction du seuil de déclenchement. »

b - « Réponse de l'algorithme d'identification du vertex aux signaux des lames pour des interactions Pb-Pb (triggers dimuon) et des cibles de 1 mm. »

Čerenkov sont en dessous des seuils. Ces signaux proviennent de bruits de fond (interactions dans l'air entre les ciblettes, etc.) ou d'interactions nucléaires (très) périphériques.

La forme décroissante des contenus des canaux 1 à 7 est le résultat de la superposition de trois effets :

- La longueur d'interaction $\lambda_i = 2.5\%$ par ciblette.
- La probabilité de former un dimuon de bruit de fond par le biais de la décroissance de mésons π/K est fortement dépendante de la distance entre la ciblette vertex et le début de l'absorbeur. Cette distance varie de 300 mm à 150 mm entre un vertex identifié dans la ciblette 1 et un vertex identifié dans la ciblette 7.
- L'efficacité de reconnaissance décroît en passant de la première à la dernière ciblette.

L'efficacité intégrée de reconnaissance $\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}$ s'exprime par le rapport des nombres d'événements associés à la mesure d'une quantité physique $\varphi = E_{\perp}, E_{zdc}, \dots$ pour $\mathcal{R} \in [1 \dots 7]$ et $\mathcal{R} \in [1 \dots 8]$:

$$\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7} = \frac{\mathcal{N}_{1\dots 7}}{\mathcal{N}_{1\dots 8}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{N}_{1\dots 7} = \int \left(\frac{dN}{d\varphi} \right)_{\mathcal{R}=1\dots 7} d\varphi \\ \mathcal{N}_{1\dots 8} = \int \left(\frac{dN}{d\varphi} \right)_{\mathcal{R}=1\dots 8} d\varphi \end{array} \right. \quad \text{où } \varphi = E_{\perp}, E_{zdc}, \dots$$

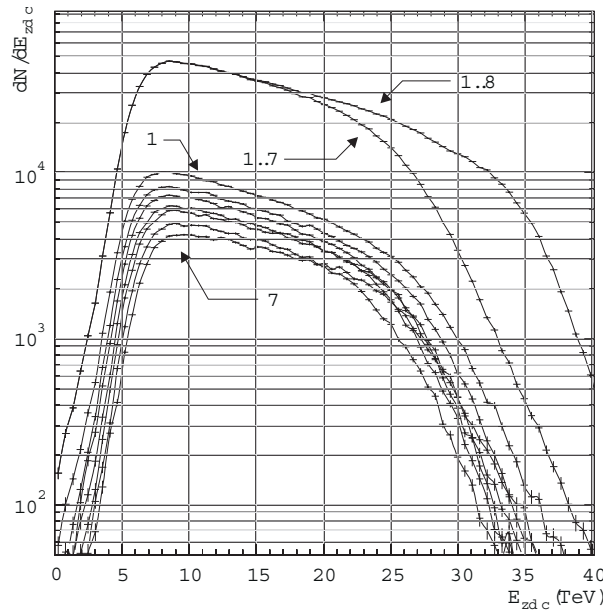


FIG. 3.8 - « Distributions en énergie E_{zdc} des dimuons produits dans les interactions Pb-Pb, pour tous les événements ($\mathcal{R} \in [1 \dots 8]$), pour les événements dont le vertex a été identifié ($\mathcal{R} \in [1 \dots 7]$) et pour les événements issus de chaque ciblette individuelle ($\mathcal{R} = 1, 2, \dots$ ou 7). »

En particulier, il est important d'évaluer l'efficacité d'identification en fonction de l'énergie transverse E_{\perp} qui est une mesure de la centralité de l'interaction. Cette quantité est alors calculée (voir chapitre 2) au moyen de la relation :

$$E_{\perp} = \sum_j \alpha(i, j) E_j \times \sin(\theta_j)$$

Comme on peut le constater, ce paramètre dépend lui-même de la détermination de la ciblette vertex et il est donc difficile de l'utiliser directement pour le calcul de l'efficacité.

On peut contourner ces difficultés, en calculant l'efficacité de reconnaissance en fonction de l'énergie E_{zdc} qui est indépendante du vertex. La figure 3.8 représente les distributions en énergie résiduelle E_{zdc} corrélées aux paires de muons produites dans les interactions, pour tous les événements ($\mathcal{R} \in [1 \dots 8]$) et pour les événements dont le vertex a été identifié ($\mathcal{R} \in [1 \dots 7]$). Une différence entre ces deux distributions apparaît à haute énergie. Elle est due à l'inefficacité de l'algorithme d'identification pour les interactions les plus périphériques. Dans les collisions à grand paramètre d'impact, la faible multiplicité de particules chargées produites entraîne l'enregistrement d'un signal Čerenkov peu intense. Le niveau de ce signal étant comparable à celui des électrons δ , cela entraîne une mauvaise efficacité d'identification du vertex. Inversement, les distributions sont semblables à faible énergie E_{zdc} . L'algorithme d'identification atteint une efficacité de 100% à 9 TeV.

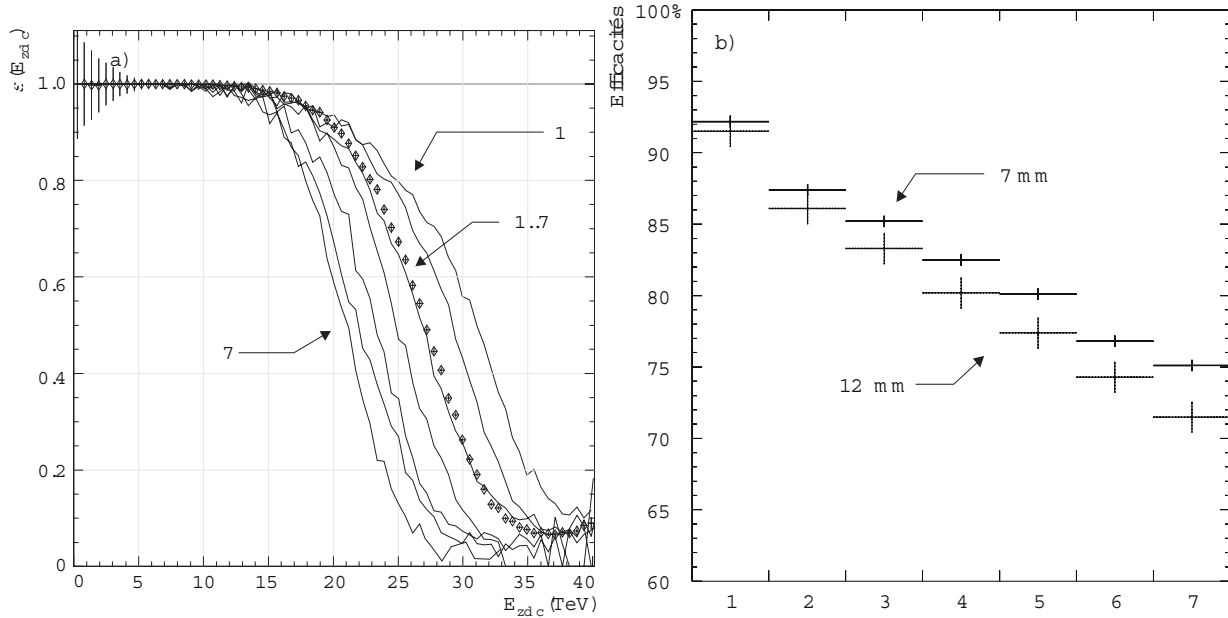


FIG. 3.9- a - « Efficacités d'identification du vertex en fonction de E_{zdc} et des 7 ciblottes (d'épaisseur 1 mm). L'efficacité de reconnaissance toutes ciblottes confondues est indiquée par les losanges. »

b - « Efficacités intégrées ciblette par ciblette, pour une cible de 7 mm (points supérieurs) et de 12 mm (points inférieurs). »

L'efficacité intégrée $\langle \varepsilon \rangle_{1...7}$ atteint alors

$$\langle \varepsilon \rangle_{1...7} = \frac{\mathcal{N}_{1...7}}{\mathcal{N}_{1...8}} \sim 85.5\%$$

Sa distribution en fonction de l'énergie E_{zdc} , définie par

$$\varepsilon_{1...7}(E_{zdc}) = \left(\frac{dN}{dE_{zdc}} \right)_{1...7} / \left(\frac{dN}{dE_{zdc}} \right)_{1...8}$$

est représentée sur la figure 3.9-a.

L'efficacité $\varepsilon_{1...7}(E_{zdc})$ atteignant 100% pour $E_{zdc} = 9$ TeV, on peut affirmer que l'efficacité de reconnaissance $\varepsilon_j(E_{zdc})$ ($j \in [1, 7]$) pour chaque ciblette est égale à 100% en dessous de 9 TeV. On définit ainsi l'efficacité intégrée pour une ciblette individuelle j par

$$\langle \varepsilon \rangle_j = \frac{\mathcal{N}_j}{\mathcal{N}_{1...8}} \times N_j \quad \begin{cases} \mathcal{N}_j = \int \left(\frac{dN}{dE_{zdc}} \right)_j dE_{zdc} \\ \mathcal{N}_{1...8} = \int \left(\frac{dN}{dE_{zdc}} \right)_{1...8} dE_{zdc} \end{cases}$$

où N_j est le facteur normalisant la distribution $dN/dE_{zdc}|_j$ à la distribution globale $dN/d\varphi|_{1...8}$ à la valeur $E_{zdc} = 9$ TeV (où l'efficacité atteint 100%). Les efficacités intégrées $\langle \varepsilon \rangle_j$, pour les données acquises avec des ciblettes de 1 mm, varient de $92.2\% \pm 1.0$ à $75.1\% \pm 1.0$ (figure 3.9-b) en passant de la première ciblette à la dernière. Cette diminution est un effet de seuil, dû à l'effet cumulatif des électrons qui provoque un gonflement de la contribution δ par rapport à la contribution π^\pm/K^\pm .

Les barres d'erreurs représentent les incertitudes sur les facteurs de normalisation N_j . Sur la même figure ont été portées les efficacités correspondant aux données acquises avec des ciblettes²¹ de 2 mm. Ces efficacités varient de $91.0\% \pm 1.5$ à $71.2\% \pm 1.5$. La décroissance est plus forte pour ces ciblettes plus épaisses, à cause de la contribution plus importante des électrons δ . L'incertitude plus importante est due aux nombres d'événements collectés beaucoup plus réduit que dans le cas précédent.

Les efficacités ε_j , définies en fonction de E_{zdc} par

$$\varepsilon_j(E_{zdc}) = N_j \times \left(\frac{dN}{dE_{zdc}} \right)_j / \left(\frac{dN}{dE_{zdc}} \right)_{1...8}$$

sont représentées en fonction de E_{zdc} sur la figure 3.9-a.

21. Pour ce jeu de ciblettes, la première et la dernière ciblette conservent une épaisseur de 1 mm.

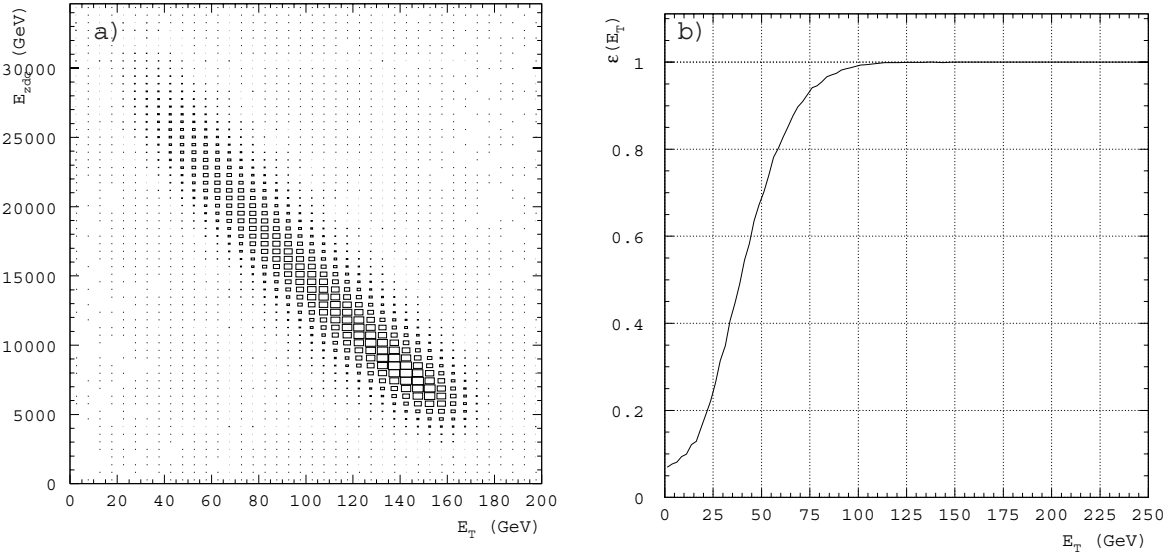


FIG. 3.10- a - « Corrélation (E_{\perp}, E_{zdc}) . »
 b - « Efficacité globale de reconnaissance du vertex en fonction de l'énergie transverse E_{\perp} . »

Les efficacités de reconnaissance du vertex en fonction de l'énergie transverse E_{\perp} peuvent se déduire des précédentes par le biais de la corrélation (E_{\perp}, E_{zdc}) représentée sur la figure (3.10-a). La corrélation est indépendante de la cible reconnue et permet de dresser une correspondance linéaire moyenne entre E_{zdc} et E_{\perp} . L'efficacité $\epsilon_{1...7}(E_{\perp})$ extraite de cette correspondance est représentée sur la figure 3.10-b.

3.5 Fragments

Les fragments (lourds et/ou légers), émis à petits angles dans les interactions noyau-noyau sont candidats à une interaction dans une des cibles aval, et donc à la production de particules légères. Ces particules secondaires sont une source de pollution pour les quantités physiques mesurées caractérisant l'interaction primaire qui a déclenché l'acquisition des données. Ces effets sont particulièrement visibles à petite énergie E_{zdc} .

La probabilité de réinteraction étant une fonction croissante de l'épaisseur des cibles, ces effets sont accrus lors de l'utilisation de cibles plus épaisses. Pour conserver la qualité des données et rendre les résultats indépendants de l'épaisseur de la cible, il est important de savoir identifier ces événements.

La méthode de détection de l'interaction de ces fragments lourds repose sur la notion de *signal moyen de référence*. Il s'agit de comparer, à chaque événement, les signaux de la paire de lames vertex i et des $(7 - i)$ paires suivantes avec les $(8 - i)$ signaux moyens délivrés par ces lames au cours de la prise de données. La discrimination des événements avec réinteraction s'appuie sur la mesure de la différence algébrique entre le signal de l'événement et le signal de référence.

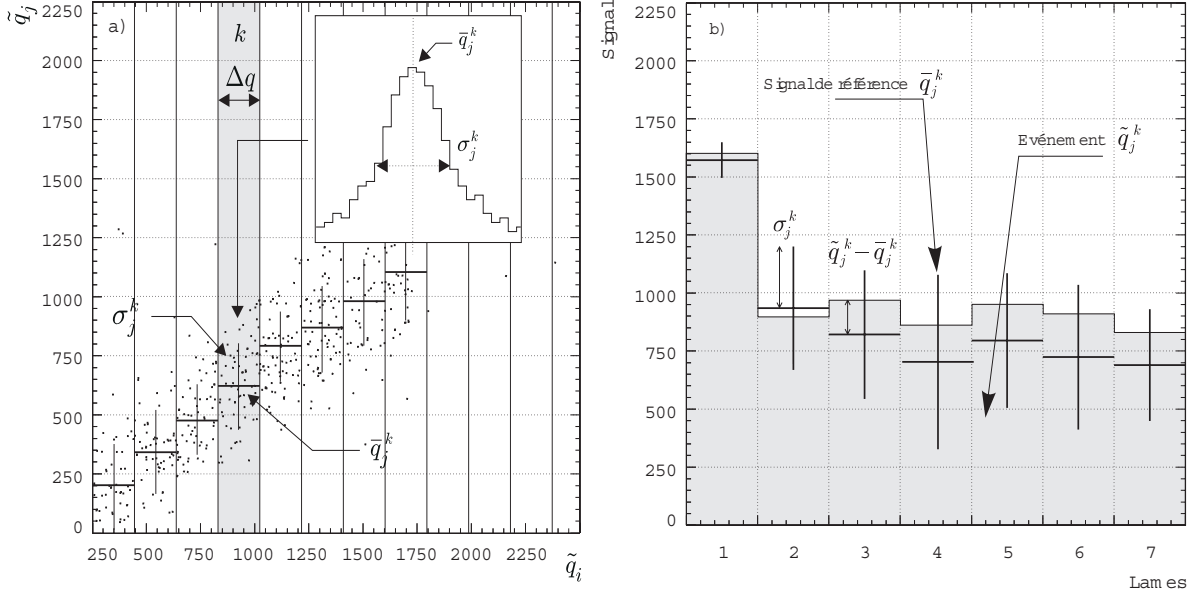


FIG. 3.11- a - « Corrélation $(\tilde{q}_i, \tilde{q}_j)$. La distribution est discrétisée suivant l'axe \tilde{q}_i . La valeur moyenne \bar{q}_j^k et la déviation standard σ_j^k sont calculées pour chaque bande Δq^k . »

b - « Superposition des signaux expérimentaux et des signaux de référence correspondants. »

3.5.1 Signaux de référence

Pour chaque vertex i identifié, on dresse les $(8 - i)$ distributions bi-paramétriques $(\tilde{q}_i, \tilde{q}_{j \geq i})$, où les \tilde{q}_n sont les projections des signaux q_n^d et q_n^g délivrés par la $n^{\text{ième}}$ paire de lames, sur la direction de la corrélation de ces deux signaux (figure 3.6).

Le signal vertex i est discrétisé en k bandes de charge de largeur Δq (figure 3.11-a), de façon à augmenter la sensibilité de l'algorithme. Chaque bande Δq^k correspond à une certaine intensité du signal vertex. Les valeurs moyennes \bar{q}_j^k et les déviations standards σ_j^k des signaux sont calculées dans toutes les bandes k pour chaque valeur possible de i ($i \leq j \leq 7$).

Ainsi, pour chaque interaction primaire identifiée, nous disposons²² de $(8 - i)$ couples de signaux moyens $\{(\bar{q}_i^k, \sigma_i^k), \dots, (\bar{q}_7^k, \sigma_7^k)\}$. Ce sont les signaux moyens délivrés par les $(8 - i)$ lames lorsqu'une interaction (d'une intensité k) a été identifiée par les lames i . La recherche d'une éventuelle inter-

22. Notons que ces signaux de référence sont évalués à partir de données qui contiennent elles-mêmes des événements avec interaction de fragments, mais dont le nombre est considéré comme négligeable. Il est possible, à partir de ces signaux, d'identifier ces événements et de les retirer de la statistique, pour former un lot épuré. Ce lot d'événements sert à bâtir des nouveaux signaux de référence. Le processus peut être itéré jusqu'à ce que la réponse de l'algorithme appliqué à un lot test, soit identique pour deux itérations successives. Le faible pourcentage de ces événements assure une convergence de la méthode dès la deuxième itération.

action d'un fragment lourd s'appuie alors sur la mesure de la différence de forme entre les signaux Čerenkov et ces signaux moyens (figure 3.11-b).

3.5.2 Discrimination

Les figures 3.12 illustrent le type de comparaison de forme nécessaire à l'identification des réinteractions. La figure 3.12-a montre un événement où le vertex a été signé par la première paire de lames et qui n'est pas suivi par une réinteraction. Les signaux issus des sept lames sont tous similaires aux signaux de référence correspondants, fluctuant autour des valeurs moyennes \bar{q}_j^k mais toujours à l'intérieur des erreurs statistiques σ_j^k . En revanche, la figure (3.12-b) montre un événement dont le vertex a été identifié par la troisième paire de lames. La collision primaire est suivie par l'interaction d'un fragment dans la quatrième ciblette. Ceci se manifeste par des signaux systématiquement *au dessus* de la valeur moyenne et en dehors des erreurs statistiques.

La discrimination entre ces deux types d'événements conduit donc à l'évaluation, pour chaque paire de lames à partir des lames vertex i , d'une mesure de la différence algébrique entre signaux événements et signaux moyens. La somme de ces $(8 - i)$ mesures est indicatrice de la différence de forme entre ces deux distributions, mais est dépendante du nombre de termes de la somme, c'est-à-dire de la position du vertex. Nous choisissons une mesure bornée ($-1 \leq \mu(\bar{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) \leq 1$). La somme, pondérée par le nombre de paires de lames concernées, est indépendante du vertex

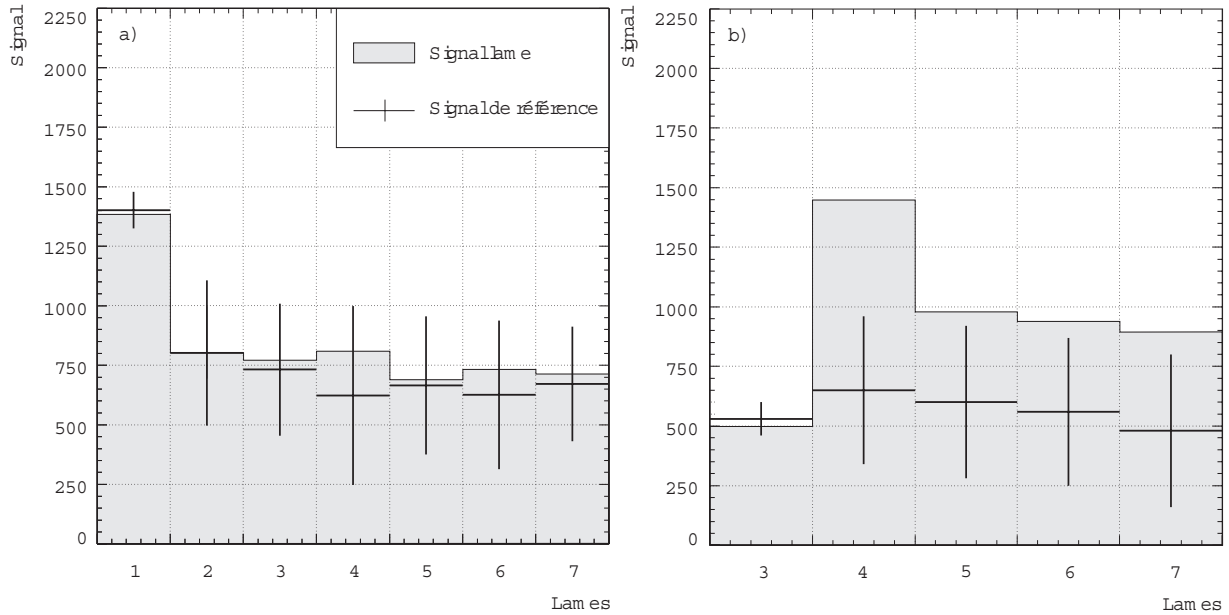


FIG. 3.12- a - « Événement typique avec une interaction dans la ciblette 1, sans réinteraction. »
b - « Événement typique avec une interaction dans la ciblette 3 et une réinteraction dans la ciblette 4. La réinteraction se manifeste par des signaux tous au dessus des signaux de référence à partir d'une certaine paire de lames. »

identifié :

$$\delta(\tilde{q}_{1\dots 7}, \bar{q}_{1\dots 7}) = \frac{1}{8-i} \sum_{j=i}^7 \mu(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) \quad \text{avec} \quad -1 \leq \mu(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) \leq 1 \quad (3.1)$$

La mesure *algébrique* $\mu(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\mu(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) = \frac{|\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k|}{\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k} \times f(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k)$$

où $f(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k)$ est une fonction *paire* de la différence $(\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k)$ et est *définie positive*. Comme nous cherchons une mesure relative aux erreurs statistiques des signaux de référence, nous devons imposer à f d'être une fonction du rapport $\Delta_j = (\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k)/\sigma_j^k$ et d'être telle que :

$$\lim_{\Delta_j \rightarrow 0} f(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) = 0 \quad \text{et} \quad \lim_{\Delta_j \rightarrow \pm\infty} f(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) = 1$$

Ces conditions sont remplies par des fonctions de la forme :

$$f(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k) = 1 - \exp \left[-k \left(\frac{\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k}{\sigma_j^k} \right)^{2n} \right] \quad \text{avec} \quad n \in \mathbb{N}_* \quad \text{et} \quad k \in \mathbb{R}_*^+$$

Ce type de fonctions permet de séparer les événements avec interactions de fragments (dont la différence de forme avec les signaux moyens est grande) de ceux sans interactions de fragments (dont la différence avec les signaux moyens est faible). Ces fonctions sont *contractantes*²³ sur trois intervalles séparés (voir figure 3.13-a). L'un est centré sur $\Delta_j = 0$ ($n = 1$) (*i.e.* événements sans interactions de fragments (zone A sur la figure)). Les deux autres commencent à $\Delta_j \geq \pm\sqrt{2/k}$ ($n = 1$). L'intervalle $\Delta_j \geq \sqrt{2/k}$ correspond aux grandes valeurs de Δ_j , c'est-à-dire aux événements avec interactions de fragments (zone B sur la figure). Grâce à cette propriété, les deux types d'événements s'accumulent préférentiellement dans les zones A et B.

Les variables k et n permettent de paramétrer la dureté de la réponse vis à vis des erreurs σ_j^k . Le choix $k = 1/4$ et $n = 1$ attribue une valeur petite ($f \sim 0.22$ si $|\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k| \sim \sigma_j^k$) aux différences non significatives relativement aux incertitudes statistiques tout en donnant une grande valeur ($f \sim 0.9$ si $|\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k| \sim 3\sigma_j^k$) aux différences importantes.

Avec ce choix de paramètres, l'identification de l'interaction des fragments s'effectue au travers de la somme :

$$\delta(\tilde{q}_{1\dots 7}, \bar{q}_{1\dots 7}) = \frac{1}{8-i} \sum_{j=i}^7 \frac{|\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k|}{\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k} \times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{4} \left(\frac{\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k}{\sigma_j^k} \right)^2 \right] \right\}$$

23. Une fonction f est contractante si $|f(x) - f(y)| \leq k \times |x - y|$ avec $0 \leq k \leq 1$.

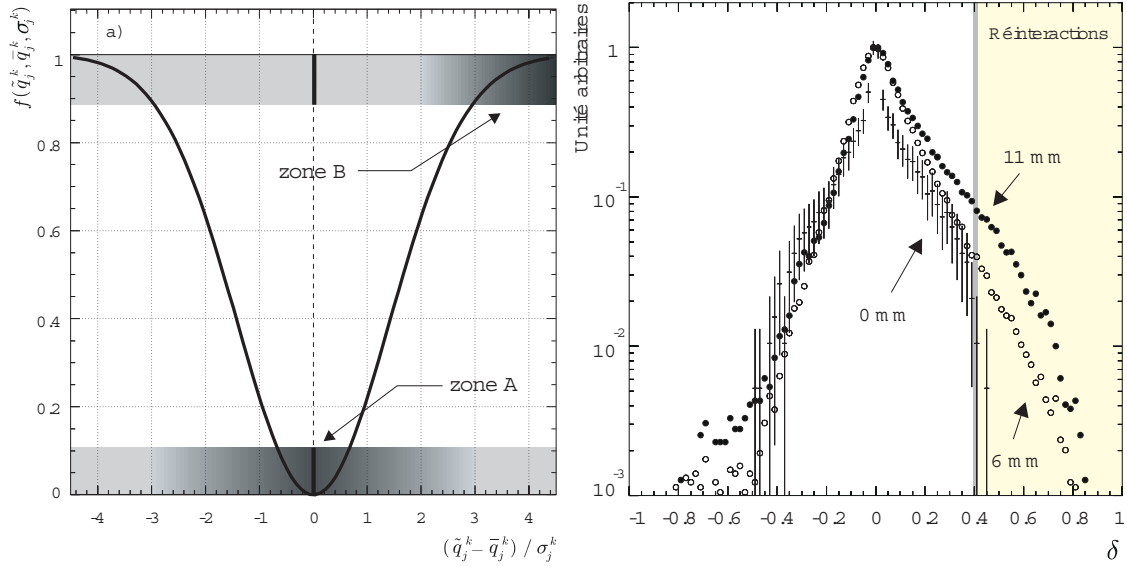


FIG. 3.13- a - « Fonction $f(\tilde{q}_j^k, \tilde{q}_j^k, \sigma_j^k)$ en fonction de l'écart relatif $(\tilde{q}_j^k - \tilde{q}_j^k) / \sigma_j^k$. »
 b - « Distributions $dN/d\delta(\tilde{q}_{1...7}, \tilde{q}_{1...7})$ pour des interactions dans la ciblette 1, suivie de 11 mm de plomb, suivie de 6 mm de plomb et sans matière en aval. »

Par construction, la somme $\delta(\tilde{q}_{1...7}, \tilde{q}_{1...7})$ tend vers zéro pour un événement *sans* interaction de fragment, alors qu'elle tend vers 1 pour les événements *avec* interaction :

$$\begin{cases} \delta(\tilde{q}_{1...7}, \tilde{q}_{1...7}) \rightarrow 1 & \text{si présence d'interactions de fragments} \\ \delta(\tilde{q}_{1...7}, \tilde{q}_{1...7}) \rightarrow 0 & \text{si absence d'interactions de fragments} \end{cases}$$

3.5.3 Résultats

Les distributions $dN/d\delta$ permettent l'identification d'événements avec interactions de fragments. Par construction, ces distributions présentent une asymétrie du côté $\delta(\tilde{q}_{1...7}, \tilde{q}_{1...7}) > 0$. Ces distributions sont représentées sur la figure (3.13-b). De façon à augmenter l'effet des réinteractions, seuls les événements provenant de la première ciblette ont été retenus. Ces deux distributions ont été calculées à partir de deux lots de données expérimentales, où les ciblettes totalisent 6 mm et 11 mm de plomb après la première ciblette. Sur la même figure est représentée une distribution calculée à partir des données acquises avec la première ciblette sans matière en aval.

Cette dernière distribution est symétrique et centrée sur zéro. Sa largeur, qui est due exclusivement aux fluctuations des signaux des lames, couvre l'intervalle $[-0.4 \cdots +0.4]$. Les deux autres distributions sont identiques à cette dernière pour la partie négative, mais présentent un excès dans la partie positive, associé à la présence de réinteractions. L'effet est d'autant plus grand que l'épaisseur de plomb suivant la ciblette d'interaction est grande.

La figure 3.13-b montre que les valeurs $\delta \in [0 \cdots 0.4]$ sont associées à un mélange d'événements avec et sans réinteractions, alors que les valeurs $\delta \geq 0.4$ sont typiques des événements présentant principalement des réinteractions. Cette représentation ne permet donc pas d'isoler chaque événement avec réinteraction. Néanmoins, plus l'effet de l'interaction du fragment est violent, plus l'identification est efficace. Dès lors, un seuil δ_{cut} sur la distribution $dN/d\delta$ permet d'éliminer les interactions violentes de fragments, c'est-à-dire la part des événements les plus identifiables. Une valeur de seuil de 0.4 a été choisie²⁴, de façon à éliminer exclusivement des événements avec réinteraction.

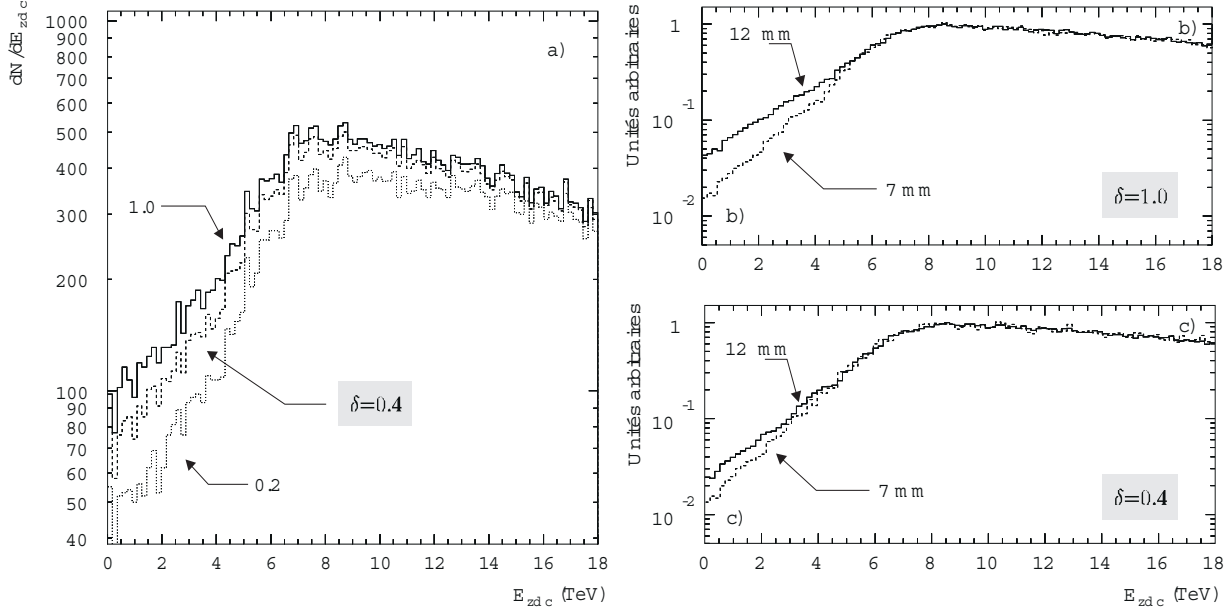


FIG. 3.14- *a* - « Effet de la coupure δ_{cut} ($0.2 \leq \delta_{cut} \leq 1$) sur la distribution en énergie E_{zdc} (interactions dans la première ciblette, suivie de 11 mm de plomb en aval). »
b - « Distributions en E_{zdc} pour une cible de 7 mm et de 12 mm d'épaisseur, avant coupure. »
c - « Distributions en E_{zdc} pour une cible de 7 mm et de 12 mm d'épaisseur, après coupure. »

L'effet du seuil δ_{cut} ($0.2 \leq \delta_{cut} \leq 1$) sur la partie basse de la distribution en énergie E_{zdc} est illustré sur la figure 3.14-a dans le cas d'interactions dans la première ciblette suivie de 11 mm de plomb. La coupure $\delta_{cut} = 0.4$ élimine 5.7% des événements dans le domaine d'énergie 0-18 TeV. La même coupure, appliquée à des mesures similaires avec seulement 7 mm de plomb, conduit à une réduction de la statistique de 2.9%, dans le même intervalle d'énergie.

La comparaison des distributions totales²⁵ dN/dE_{zdc} (normalisées à 9 TeV) pour les deux jeux de

24. On peut remarquer (figure 3.13-a) que cette valeur correspond à des événements qui, en moyenne, s'écartent du signal standard d'un écart supérieur à $1.5 \times \sigma_j^k$.

25. *i.e.* avec interaction dans l'une quelconque des ciblettes.

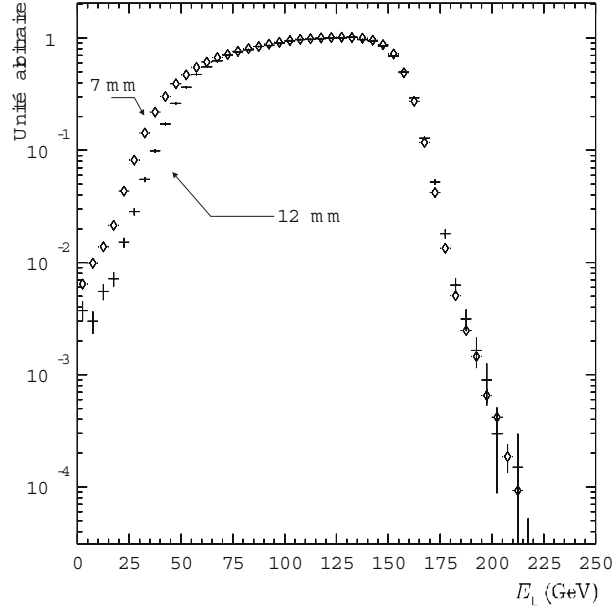


FIG. 3.15- « Distributions en énergie transverse E_{\perp} , après coupure, avec une cible d'épaisseur 7 mm et 12 mm. »

ciblettes est représentée sur les figures 3.14-b et 3.14-c. Avant coupure, les distributions présentent une différence importante à basse énergie E_{zdc} , due aux réinteractions. L'effet de la coupure est clairement visible sur la figure (3.14-c). Les facteurs de réduction pour les deux configurations sont de 2.1% et 1.1% (dans le domaine d'énergie 0-18 TeV). Après coupure, les distributions sont proches et presque indépendantes de l'épaisseur des ciblettes.

La figure 3.15 illustre la même étude, menée pour les distributions en énergie transverse E_{\perp} . La différence à basse énergie transverse est due à la différence d'efficacité d'identification du vertex entre les deux configurations. On peut constater qu'après coupure, les deux distributions sont identiques à grande énergie transverse, là où l'effet des réinteractions est relativement le plus important.

3.6 Conclusion

L'optimisation géométrique de la cible segmentée de NA50 permet, grâce un algorithme simple, l'identification du vertex d'interaction avec une efficacité supérieure à 85% (et supérieure à 92% pour la première ciblette).

L'efficacité de reconnaissance du vertex d'interaction est un paramètre important pour le calcul des sections efficaces. Elle intervient comme terme correctif sur le nombre d'événements mesuré (chapitre 4).

La recherche des événements avec interactions de fragments est basée sur un algorithme de comparaison de forme. Il permet d'éliminer les événements dimuons dont les quantités physiques

corrélées (énergie transverse, énergie longitudinale résiduelle, etc.) s'en trouvent polluées. Ces événements représentent 5.7% (resp. 2.9%) (dans le domaine d'énergie $E_{zdc} = 0-18$ TeV) des interactions signées par la première ciblette, dans le cas de la configuration 12 mm (resp. 7 mm). Ces pourcentages deviennent 2.1% et 1.1% pour la statistique totale (les interactions provenant de l'une des 7 ciblettes indifféremment).

L'identification des événements avec réinteractions les plus pollueurs autorise ainsi l'utilisation de ciblettes épaisses en garantissant des mesures propres des quantités physiques corrélées aux dimuons.

4

Extraction des données

Ce chapitre est consacré à l'extraction des données expérimentales, et plus précisément à l'évaluation du nombre d'événements de type J/ψ , ψ' et Drell-Yan enregistrés au cours des prises de données 1995.

4.1 Introduction

Les données brutes, écrites sur support magnétique par le programme d'acquisition, sont relues par un programme de reconstruction, qui permet le calcul des quantités physiques nécessaires à l'analyse. Ces bandes magnétiques contiennent, pour chaque événement, les informations relatives à l'ensemble des détecteurs. Entre autres informations,

- les fils touchés des chambres proportionnelles,
- les compteurs touchés des hodoscopes,
- les contenus ADC des lames de la cible active,
- les contenus ADC des cellules du calorimètre électromagnétique,
- les contenus ADC du calorimètre à zéro degré,
- les informations des compteurs de contrôle (BH, BHI, BHI_{new} , AH),

sont utilisés par le programme de reconstruction afin de déterminer pour chaque événement :

- les traces de chacun des muons,
- la quadri-impulsion des muons reconstruits (corrigée de la perte d'énergie dans les absorbeurs),
- le vertex d'interaction,
- l'énergie transverse neutre,
- l'énergie longitudinale résiduelle,
- le nombre d'ions incidents, etc.

Les événements reconstruits sont écrits sur bandes magnétiques (DST ou « *Data Summary Tape* »). Pour permettre l'analyse, une seconde réduction des données est entreprise, à partir des DST. Les événements sélectionnés sont écrits sur des « μ DST » et utilisés pour l'extraction des distributions en masse, en impulsion transverse, en énergie transverse neutre, etc.

4.2 Reconstruction des traces

La reconstruction des paires de muons nécessite la reconstruction des traces individuelles des muons. Elle est effectuée grâce aux huit chambres à fils. Les traces sont recherchées dans chacune des trois projections correspondant aux coordonnées (y, u, v) , en commençant par le télescope aval (composé des chambres CP_5 à CP_8), où il y a le moins de fils touchés, les particules de faible énergie ayant été balayées par l'aimant. A partir de l'intersection de l'extrapolation de la trace avec le plan de déflexion de l'aimant, on peut définir une zone de recherche de la trace en amont de l'aimant (voir figure 4.1). L'association des deux traces, grâce à des critères de distance d'approche et d'angle de déflexion, permet le calcul des paramètres cinématiques individuels des muons.

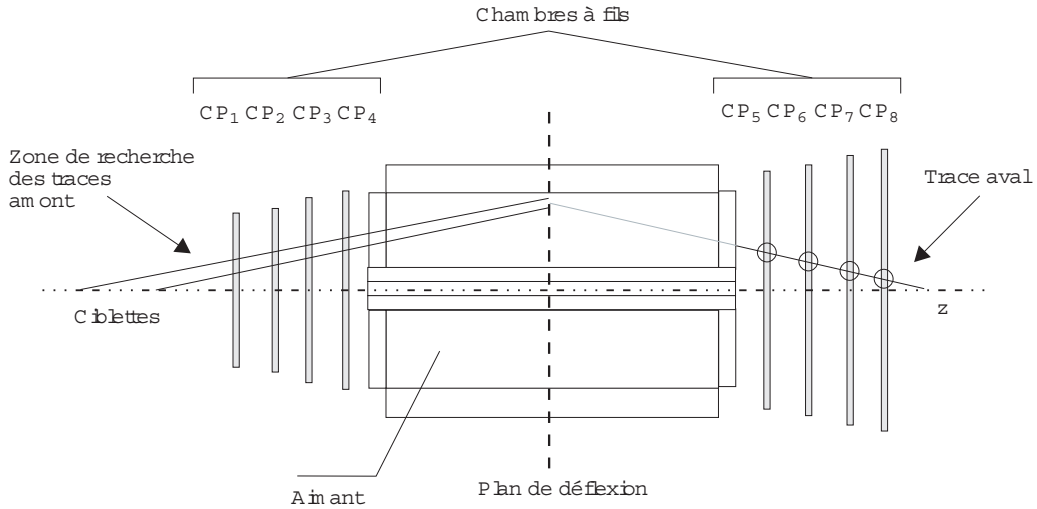


FIG. 4.1 - « *Reconstruction des traces des muons. L'extrapolation de la trace aval dans le plan de déflexion de l'aimant permet de définir une zone de recherche de la trace amont.* »

Les impulsions \vec{p} des muons sont calculées à partir de la déflexion $\Delta\alpha$ dans le champ de l'aimant :

$$\begin{aligned} \Delta\alpha &= \frac{q}{\|\vec{p}\|} \int_{\Gamma} \vec{B} \cdot d\vec{\ell} \quad \text{avec } \vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \cdot \vec{e}_{\phi} \\ &\approx \frac{q}{\|\vec{p}\|} \int \frac{B(r)}{\sin(\theta)} dr \\ &\approx \frac{q}{\|\vec{p}\| \sin(\theta)} \int \frac{B_0}{r} dr \propto \frac{qB_0}{p_{\perp}} \end{aligned}$$

L'angle d'émission θ et l'impulsion \vec{p} des muons sont corrigés pour tenir compte de la diffusion

multiple et de la perte d'énergie dans l'absorbeur. Il existe un plan dans l'absorbeur (plan de Badier) où la corrélation entre le déplacement latéral et la déflexion angulaire des muons est nulle. Pour estimer l'angle θ , la trace avant est contrainte à passer par la ciblette touchée. L'angle est alors obtenu en reliant le vertex du muon à l'intersection du plan de Badier avec l'extrapolation de la trace avant (voir figure 4.2).

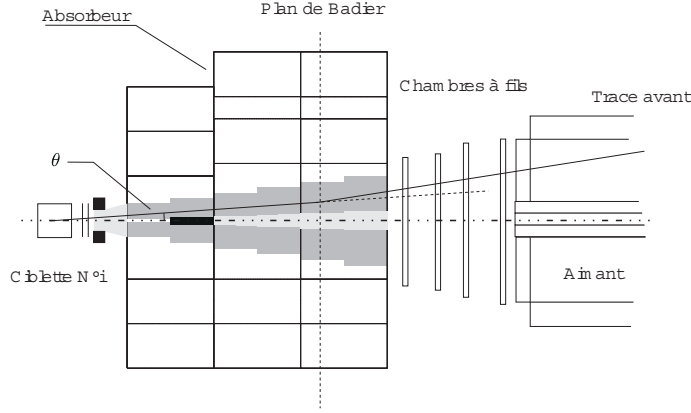


FIG. 4.2 - « Estimation de l'angle d'émission du muon. »

4.3 Sélection des événements

4.3.1 Sélection des « runs »

La sélection des runs repose sur le contrôle de la qualité du faisceau et de l'ensemble de détection, en veillant à la stabilité et au taux d'empilement du faisceau, au bon fonctionnement des détecteurs, de la chaîne électronique et du système d'acquisition.

4.3.2 Coupures géométriques

Lors de la reconstruction des traces des muons, peu de coupures sont appliquées afin de ne pas rejeter de bons événements. Des coupures plus strictes, dont la vocation est de réduire le nombre d'événements fortuits sont ensuite appliquées. Ces coupures contribuent également à la réduction du bruit de fond.

4.3.2-a Coupures globales

Ces coupures visent à améliorer la qualité des traces reconstruites, en rejetant les événements faits de traces fantômes (dus à des erreurs de reconstruction). Elles reposent sur les critères suivants (voir figure 4.3) :

- L'événement doit provenir de la région cible. Ce critère est basé sur la distance de l'origine des traces amont à l'axe du faisceau $d_{\text{target}} = \|\vec{OI}\| = \sqrt{I_x^2 + I_y^2}$.

- Le raccordement des parties amont et aval d'une même trace s'effectue dans le plan de déflexion suivant un critère de distance d'approche. La distance entre les points d'intersection des traces avant et arrière avec le plan de déflexion $d_{\text{mag}} = \sqrt{(x_f - x_b)^2 + (y_f - y_b)^2}$ doit être minimale. Cette distance dépend de la diffusion multiple dans les chambres et les hodoscopes (voir figure 4.3).
- La différence d'angles azimutaux $d_\phi = \phi_f - \phi_b$ entre la trace avant et arrière d'un même événement doit être petite.

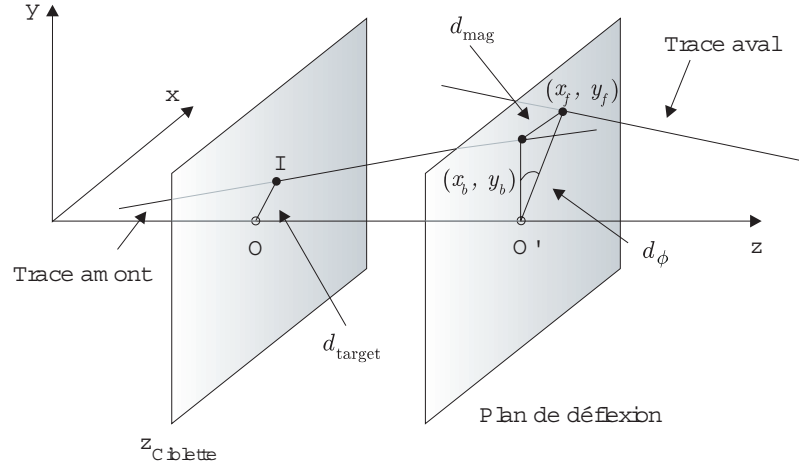


FIG. 4.3 - « Coupures géométriques. »

Les événements dont au moins une trace traverse l'un des secteurs de fer de l'aimant sont rejetés car la diffusion subie entache la résolution en masse calculée.

4.3.2-b Coupure « fiducielle »

Cette coupure repose sur des critères de géométrie intrinsèque de l'appareillage, en imposant aux traces de passer au travers du volume actif des chambres et en exigeant que les traces issues des couples de compteurs de R_1 et R_2 pointent en direction de la cible (coïncidence « V »).

4.3.3 Coupure cinématique

La coupure cinématique (ou coupure « image ») permet de rendre identique l'acceptance de l'aimant vis à vis des particules chargées positivement et négativement. Ceci est très important pour l'estimation du bruit de fond provenant de la désintégration semi-leptonique simultanée des π^\pm et des K^\pm . Cette coupure consiste à rejeter toutes les traces acceptées par la reconstruction dont les traces *images* ne le sont pas. Ces dernières correspondent aux traces que l'on aurait obtenues si les particules étaient de charge opposée ou si la polarité de l'aimant était inversée.

4.3.4 Coupures des détecteurs additionnels

En plus de la sélection des « runs » et des coupures garantissant la qualité de la reconstruction des traces des dimuons, il est nécessaire d'introduire d'autres paramètres qui permettent de garantir la qualité de l'événement. Ces paramètres, qui exploitent les informations délivrées par les divers dispositifs en amont du spectromètre sont :

- le nombre d'ions incidents ($n_{BH} = 0, 1, 2, \dots$) enregistrés par l'hodoscope de faisceau (BH) à l'intérieur de la fenêtre d'analyse, et l'indicateur ($n_{paras} = 0, 1$) d'une interaction éventuelle dans les compteurs du BH (phénomène détecté par les ensembles BHI et BHI_{new}) ;
- la trace du passage de l'ion ($n_{halo} = 0, 1$) dans le cylindre enveloppe défini par les trous dans les compteurs antihalos (AH₁ et AH₂) ;
- le numéro $n_{cibi} = 1, \dots, 7$ de la ciblette vertex ;
- l'indicateur ($n_{cibr} = 0, 1$) d'une réinteraction ;
- le nombre d'ions $n_{zdc} = 1, 2, \dots$ incidents fournis par le calorimètre à zéro degré.

L'extraction des données est faite dans les conditions suivantes :

n_{paras}	n_{BH}	n_{halo}	n_{cibi}	n_{cibr}	n_{zdc}
0	1	0	1 \dots 7	0, 1	1

4.4 Cinématique

L'information cinématique sur les dimuons est caractérisée par le quadri-vecteur énergie-impulsion $(E_{\mu\mu}, \vec{p}_{\mu\mu})$. Ce vecteur, qui est la somme des quadrivecteurs de chacun des muons mesurés par le spectromètre, dépend donc de $4 + 4 = 8$ paramètres. Compte tenu des relations

$$\begin{cases} E_{\mu_1}^2 = p_{\mu_1}^2 + M_{\mu_1}^2 \\ E_{\mu_2}^2 = p_{\mu_2}^2 + M_{\mu_2}^2 \end{cases}$$

le nombre de paramètres se réduit à 6. Le système étant invariant sous le groupe des rotations, l'information cinématique est donc déterminée par la connaissance de 5 paramètres. Nous caractérisons les dimuons par les 5 variables cinématiques suivantes :

- La masse invariante $M_{\mu\mu}$ du dimuon ($0.2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu} \leq 8.0 \text{ GeV}/c^2$) ;
- l'impulsion transverse $p_{\perp} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$ du dimuon ($0.0 \text{ GeV}/c \leq p_{\perp} \leq 6.0 \text{ GeV}/c$) ;

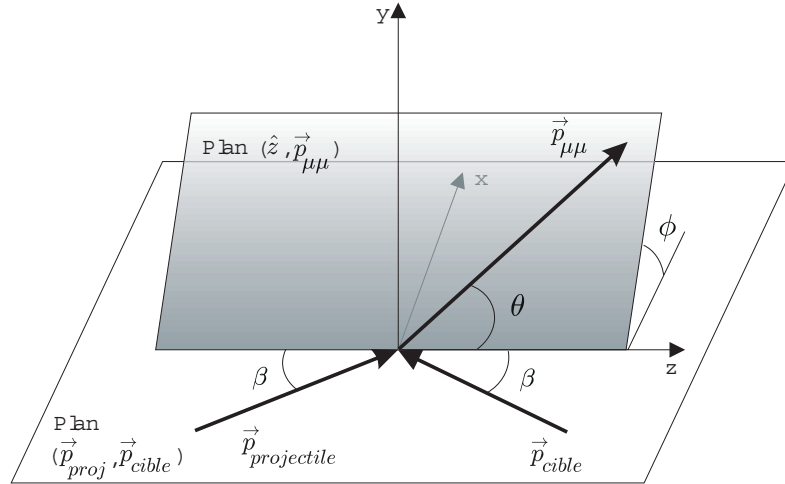


FIG. 4.4- « Le référentiel de Collins-Soper est lié au centre de masse du dimuon. L'axe \hat{z} est la bissectrice extérieure de l'angle formé par les directions des impulsions du faisceau et de la cible dans le centre de masse du dimuon. »

- la rapidité y dans le centre de masse du système $\mu^+\mu^-$ ($0.0 \leq y \leq 1.5$) ;
- l'angle polaire ϕ dans le référentiel de Collins-Soper [Collins77] (voir figure 4.4) lié au centre de masse du dimuon ($0 \leq \phi \leq 2\pi$) ;
- le cosinus de l'angle azimutal $\cos(\theta)$, défini dans ce même référentiel ($-0.5 \leq \cos(\theta) \leq +0.5$).

4.5 Extractions des données

Dans la région de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 2.0 \text{ GeV}/c^2$, les paires de muons mesurées par le spectromètre proviennent essentiellement :

- des coïncidences fortuites entre les muons issus de la désintégration de mésons légers ;
- de la désintégration des résonances vectorielles J/ψ et ψ' ;
- du processus Drell-Yan ;
- de la production de charme $D\overline{D}$.

La distribution en masse invariante $dN/dM_{\mu\mu}$ des paires de muons de signe opposé (figure 4.5) est la superposition de chacune de ces composantes. Il est nécessaire de déconvoluer le spectre au moyen de chacune de ces composantes en masse pour pouvoir extraire les sections efficaces de production des charmonia J/ψ et ψ' et du processus Drell-Yan.

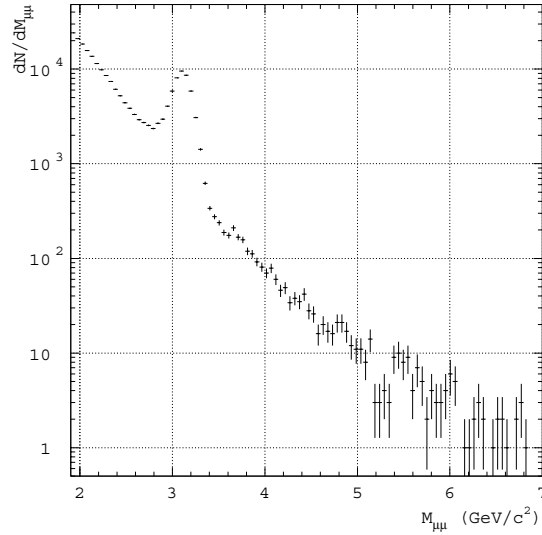


FIG. 4.5 - « Spectre en masse invariante ($M_{\mu\mu} > 1.9 \text{ GeV}/c^2$) des muons $\mu^+\mu^-$ produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »

4.5.1 Bruit de fond

Les paires de muons de signe opposé $\mu^+\mu^-$ que nous mesurons sont contaminées par les paires fortuites de muons provenant de la désintégration des mésons π et K (voir chapitre 1). Pour avoir accès au signal des dimuons, il est nécessaire de faire une estimation de cette contamination de façon à la soustraire des spectres de dimuons. Cette estimation est faite de manière combinatoire, à partir des paires de muons de même signe ($\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$) provenant de la désintégration des π et des K .

La méthode repose sur le fait que les muons de même signe ne sont pas corrélés deux à deux. Considérons deux distributions N_+ et N_- de mésons positifs et négatifs, produits avec les probabilités $\mathcal{P}(N_+)$ et $\mathcal{P}(N_-)$. Soit α_+ (resp. α_-) la probabilité de désintégration d'un méson positif (resp. négatif) en un muon μ^+ (resp. un muon μ^-). Soit A_{++} et A_{--} les acceptances respectives des paires $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$.

Les nombres N_{++} de paires $\mu^+\mu^+$ et N_{--} de paires $\mu^-\mu^-$ mesurées par le spectromètre s'écrivent simplement :

$$\begin{cases} N_{++} = A_{++}\alpha_+^2 \int \mathcal{P}(N_+) \frac{N_+(N_+ - 1)}{2} dN_+ \\ N_{--} = A_{--}\alpha_-^2 \int \mathcal{P}(N_-) \frac{N_-(N_- - 1)}{2} dN_- \end{cases}$$

De la même façon, le nombre N_{+-} de paires $\mu^+\mu^-$ fortuites peut s'écrire :

$$N_{+-} = A_{+-}\alpha_+\alpha_- \iint \mathcal{P}(N_+, N_-) N_+ N_- dN_+ dN_-$$

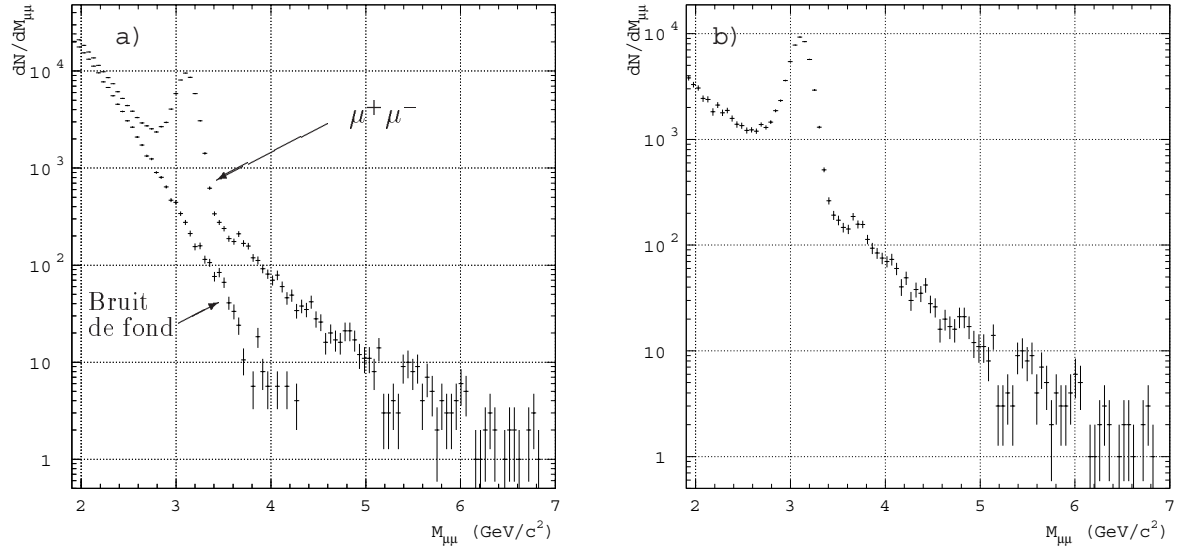


FIG. 4.6- a - « Spectres en masse des dimuons de signe opposé et du bruit de fond. »
b - « Distribution en masse des dimuons de signe opposé auquel a été soustrait le bruit de fond. »

Si les multiplicités N_+ et N_- ne sont pas corrélées, alors

$$\mathcal{P}(N_+, N_-) = \mathcal{P}(N_+) \times \mathcal{P}(N_-)$$

Nous obtenons ainsi :

$$\begin{cases} N_{+-} = A_{+-} \alpha_+ \alpha_- \int \mathcal{P}(N_+) N_+ dN_+ \int \mathcal{P}(N_-) N_- dN_- = A_{+-} \alpha_+ \alpha_- \langle N_+ \rangle \langle N_- \rangle \\ N_{++} = \frac{1}{2} A_{++} \alpha_+^2 (\langle N_+^2 \rangle - \langle N_+ \rangle) \\ N_{--} = \frac{1}{2} A_{--} \alpha_-^2 (\langle N_-^2 \rangle - \langle N_- \rangle) \end{cases}$$

Si nous supposons que les multiplicités N_{\pm} sont distribuées selon une loi de Poisson $\langle N_{\pm}^2 \rangle = \langle N_{\pm}^2 \rangle - \langle N_{\pm} \rangle^2$ alors :

$$\begin{cases} N_{++} = \frac{1}{2} A_{++} \alpha_+^2 \langle N_+^2 \rangle \\ N_{--} = \frac{1}{2} A_{--} \alpha_-^2 \langle N_-^2 \rangle \end{cases}$$

Il vient finalement :

$$N_{+-} = 2 \frac{A_{+-}}{\sqrt{A_{++} A_{--}}} \sqrt{N_{++} N_{--}}$$

Si l'acceptance d'un muon est indépendante du signe de l'autre muon (voir la définition de la coupure *image*), alors :

$$A_{+-} = \sqrt{A_{++} A_{--}}$$

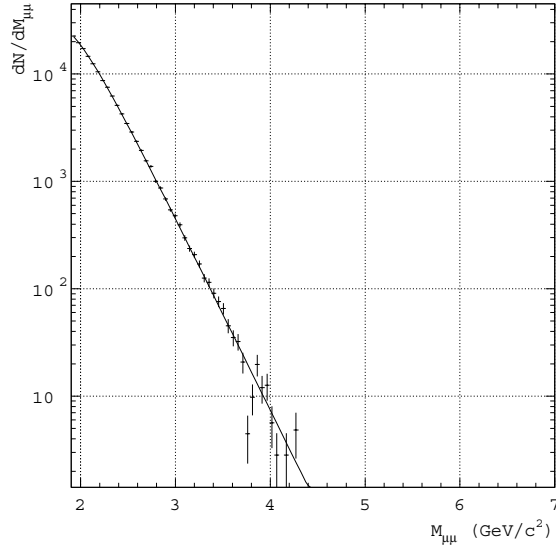


FIG. 4.7 - « Ajustement de la distribution en masse invariante du bruit de fond estimé à partir des dimuons de signe identique. »

D'où il vient :

$$N_{+-} = 2\sqrt{N_{++}N_{--}}$$

Pour s'affranchir d'une éventuelle imperfection de la coupure image, le bruit de fond est estimé séparément pour les deux signes du champ magnétique, de sorte que la distribution en masse du bruit de fond s'évalue de la manière suivante :

$$\left. \frac{dN}{dM} \right|_{fond} = 2 \left[\left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dM} \frac{dN_{--}}{dM}} \right)_{\oplus} + \left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dM} \frac{dN_{--}}{dM}} \right)_{\ominus} \right]$$

L'erreur σ_{fond} sur la distribution du bruit de fond s'évalue de la manière suivante :

$$\sigma_{fond}^2 = \left\{ \left[\frac{\partial \left(\left. \frac{dN}{dM} \right|_{fond} \right)}{\partial \left(\frac{dN_{++}}{dM} \right)} \right]^2 \sigma_{++}^2 + \left[\frac{\partial \left(\left. \frac{dN}{dM} \right|_{fond} \right)}{\partial \left(\frac{dN_{--}}{dM} \right)} \right]^2 \sigma_{--}^2 \right\}_{\oplus} + champ \ominus$$

avec $\sigma_{\pm\pm} = dN_{\pm\pm}/dM$. Après simplification, il reste

$$\sigma_{fond} = 2 \times \sqrt{\left(\frac{dN_{++}}{dM} + \frac{dN_{--}}{dM} \right)_{\oplus} + \left(\frac{dN_{++}}{dM} + \frac{dN_{--}}{dM} \right)_{\ominus}}$$

Les distributions en masse des paires de muons de signe opposé et du bruit de fond estimé à partir des paires de muons de signe identique sont représentées sur la figure 4.6-a. La figure 4.6-b représente le signal dimuons, c'est-à-dire la distribution en masse des dimuons de signe opposé auquel a été soustrait le bruit de fond. La distribution en masse du bruit de fond peut être ajustée analytiquement par des fonctionnelles de la forme :

$$\left. \frac{dN}{dM} \right|_{fond} = \mathcal{N}_{fond} e^{-m/p_1} \times \left(1 - p_2 e^{-m/p_3} \right)$$

La figure (4.7) illustre cet ajustement ($\mathcal{N}_{fond} = 1.22 \times 10^8$, $p_1 = 0.24$, $p_2 = 40.97$, $p_3 = 0.42$), qui est nécessaire pour l'extraction des autres composantes du spectre en masse.

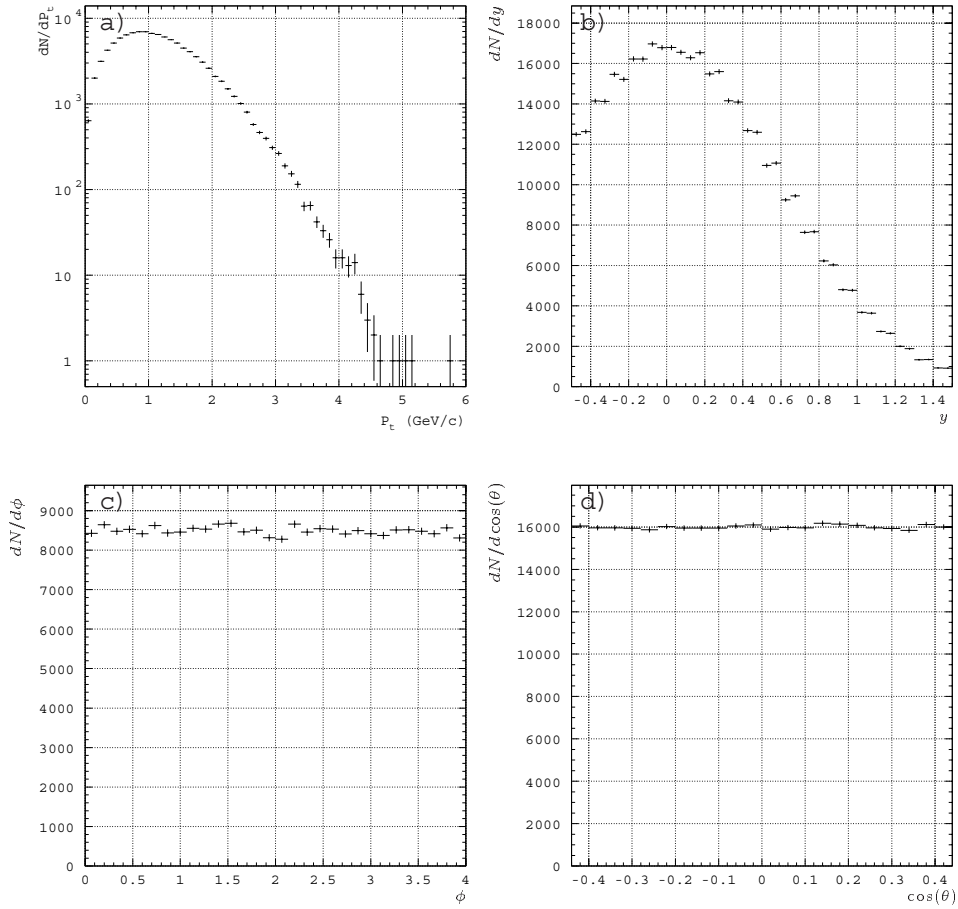


FIG. 4.8- *a* - « Distribution en impulsion transverse p_{\perp} générée du J/ψ . »
b - « Distribution en rapidité y générée du J/ψ . »
c - « Distribution en ϕ générée du J/ψ . »
d - « Distribution en $\cos(\theta)$ générée du J/ψ . »

4.5.2 Simulation des processus physiques

Pour extraire les différentes contributions du spectre des dimuons mesurés, il faut considérer les différentes sources de paires de dimuons connues. Les distributions des variables cinématiques $M_{\mu\mu}, p_{\perp}, y, \phi$ et $\cos(\theta)$ caractérisant ces processus sources sont générées à partir d'un code Monte-Carlo (figure 4.8).

Le passage des particules à travers le dispositif expérimental est simulé pour tenir compte de l'acceptance de l'appareillage et de l'étalement des signaux. Les distributions résultantes recueillies, issues des distributions des processus sources générés, tiennent compte du passage à travers l'appareillage complet, de la détection par les compteurs et de la reconstruction.

Chacune de ces contributions peut alors être paramétrisée analytiquement. L'ajustement des distributions mesurées par ces fonctionnelles permet de quantifier les contributions des différentes composantes.

4.5.2-a Charmonia

Le J/ψ est une résonance vectorielle de masse $m_{\psi} = 3.097 \text{ GeV}/c^2$. La résonance ψ' possède une masse $m_{\psi'} = 3.686 \text{ GeV}/c^2$. On impose à la distribution en masse générée de suivre une distribution

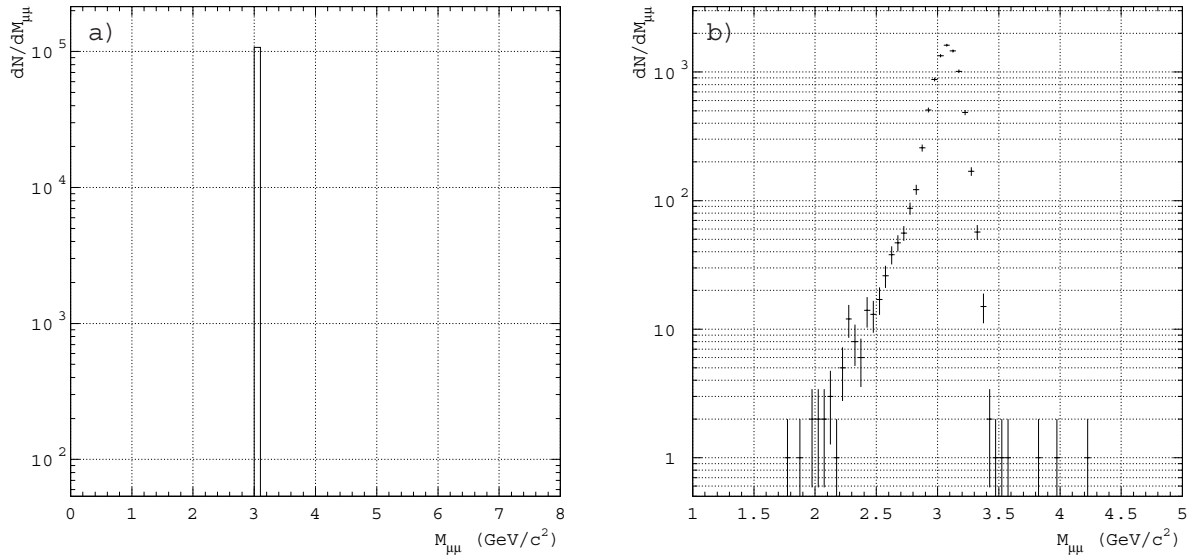


FIG. 4.9- a - « Spectre en masse généré de la distribution des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ . »
b - « Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ . »

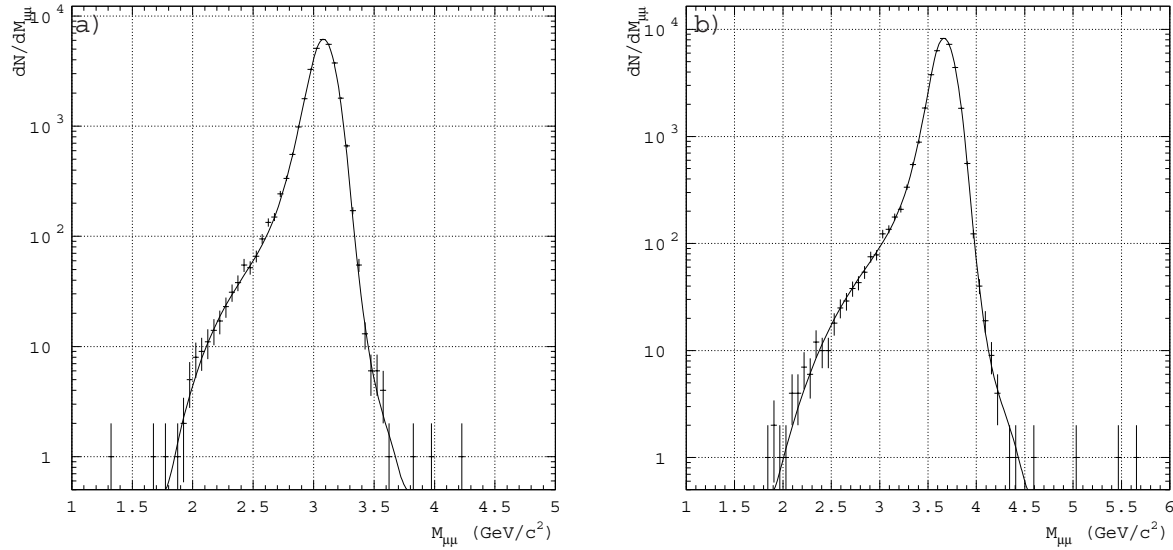


FIG. 4.10- *a* - « Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ , ajustée par la fonctionnelle (4.1). »
b - « Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration de la résonance ψ' , ajustée par la fonctionnelle (4.1). »

de Dirac (voir figure 4.9-a) :

$$\left. \frac{dN}{dM} \right|_h = \delta(m - m_h) \quad h \equiv (J/\psi, \psi')$$

Les charmonia J/ψ ($n = 1, l = 0$) et ψ' ($n = 2, l = 0$) possèdent un moment angulaire orbital l nul. La distribution générée $dN/d \cos(\theta)$ a été choisie plate. L'invariance par rotation autour de l'axe z impose le choix d'une distribution $dN/d\phi$ uniforme. La distribution en rapidité dN/dy des paires de muons issues de la désintégration de ces résonances a été paramétrisée par une gaussienne centrée sur zéro. La distribution en impulsion transverse dN/dp_\perp est paramétrisée par une fonction de Bessel K_1 de deuxième espèce d'ordre 1 :

$$\left. \frac{dN}{dp_\perp} \right|_h \propto p_\perp m_\perp K_1 \left(\frac{m_\perp}{T} \right)$$

Les figures 4.9-a et 4.9-b montrent les distributions en masse invariante générée et reconstruite du J/ψ . Les distributions en masse reconstruite du J/ψ et du ψ' peuvent être ajustées par des fonctionnelles de la forme :

$$\boxed{\left. \frac{dN}{dM} \right|_h = \mathcal{N}_h \exp \left\{ -\frac{(m - m_h)^2}{2\sigma_h^2} \right\} \quad h \equiv (J/\psi, \psi') \quad (4.1)}$$

avec

$$\sigma_h = \begin{cases} \sigma_0 & \text{si } 0.97 \times m_h < m < 1.07 \times m_h \\ \sigma_0 \left[1 + (a_1 \delta_1)^{a_2 - a_3 \delta_1} \right] & \text{si } \delta_1 \equiv 0.97 \times m_h - m > 0 \\ \sigma_0 \left[1 + (a_4 \delta_2)^{a_5 - a_6 \delta_2} \right] & \text{si } \delta_2 \equiv m - 1.07 \times m_h > 0 \end{cases}$$

où \mathcal{N}_h , σ_0 , a_1 , a_2 , a_3 , a_4 , a_5 et a_6 sont les paramètres de la fonctionnelle. Les figures 4.10 montrent l'ajustement des spectres en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ (4.10-a) et du ψ' (4.10-b) par cette fonctionnelle ($a_1^\psi = 0.42$, $a_2^\psi = 0.59$, $a_3^\psi = 1.62$, $a_4^\psi = 1.41$, $a_5^\psi = 1.52$, $a_6^\psi = 1.58$ et $a_1^{\psi'} = 2.01$, $a_2^{\psi'} = 1.32$, $a_3^{\psi'} = 0.26$, $a_4^{\psi'} = 1.36$, $a_5^{\psi'} = 1.53$, $a_6^{\psi'} = 1.40$).

4.5.2-b Processus Drell-Yan

La section efficace de production du processus Drell-Yan (voir chapitre 1) est intimement reliée aux fonctions de structure $f_i^{B,A}(x_{1,2})$ des nucléons des noyaux cible et projectile. La génération du processus Drell-Yan nucléon-nucléon est assurée par un code Monte-Carlo qui utilise la paramétrisation des fonctions de structure GRV-LO ($\Lambda_{qcd} = 200$ MeV, $Q_{min}^2 = 0.25$ GeV², $m_c = 1.5$ GeV/c²) [GLUCK93] contenant les effets du premier ordre. Cette paramétrisation permet de générer les formes des distributions, au facteur de norme K_{DY} près. Le processus Drell-Yan noyau-noyau $A - B$ est simulé à partir des processus nucléon-nucléon $p - p$, $p - n$ et $n - n$ (pour tenir compte des effets d'isospin), en supposant une dépendance linéaire en $A \times B$, c'est-à-dire en négligeant les

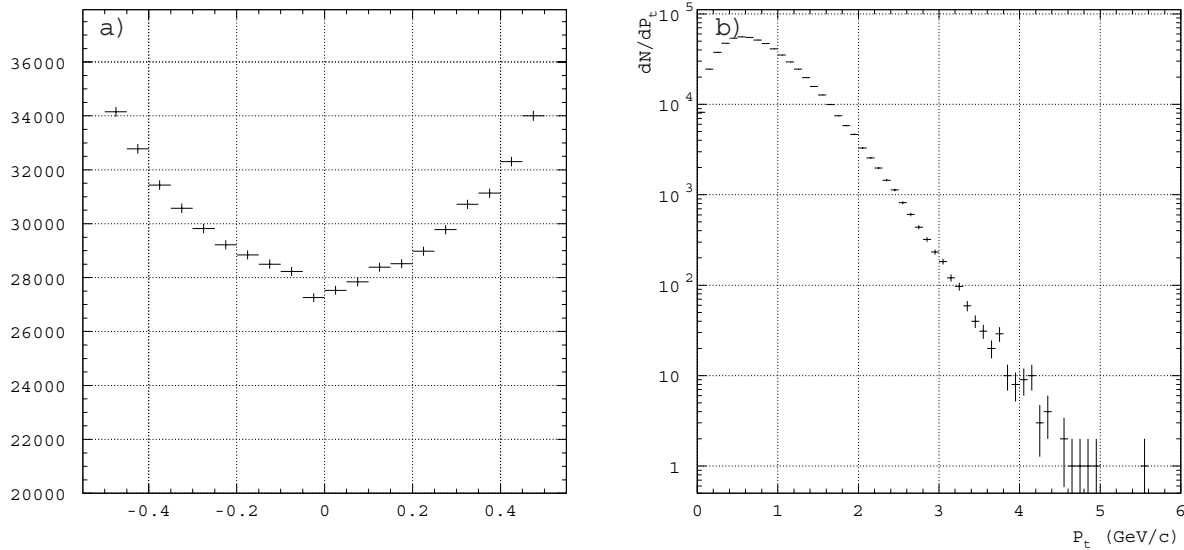


FIG. 4.11- a - « Distribution en $\cos(\theta)$ générée des dimuons provenant du processus Drell-Yan. »
b - « Distribution en p_\perp générée des dimuons provenant du processus Drell-Yan. »

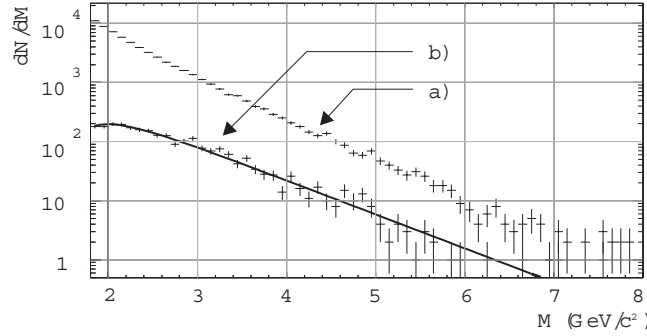


FIG. 4.12 - « Distributions en masse invariante générée (a) et reconstruite (b) des dimuons provenant du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. La distribution en masse reconstruite est ajustée par la fonctionnelle (4.2). »

effets nucléaires sur les distributions des quarks (effet EMC, etc.)

Dans le référentiel de Collins-Soper, les muons issus de la désintégration d'une particule²⁶ de spin 1 suivent la distribution angulaire (voir figure 4.11-a) suivante :

$$\left. \frac{dN}{d\theta} \right|_{\text{DY}} \propto 1 + \cos^2(\theta)$$

La distribution en impulsion transverse dN/dp_{\perp} générée (figure 4.11-b) suit la même loi que celle des charmonia, et la distribution angulaire azimutale $dN/d\phi$ est uniforme.

La figure (4.12) représente les spectres en masse générés et reconstruits des paires de muons issues du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb. Le continuum Drell-Yan peut être décrit par une fonction exponentielle à haute masse. Cette fonction doit être atténuée, pour les masses inférieures à 2.5 GeV/ c^2 , pour tenir compte de la chute de l'acceptance de l'aimant. La distribution en masse invariante reconstruite peut donc être paramétrisée par la fonctionnelle suivante :

$$\left. \frac{dN}{dM} \right|_{\text{DY}} = \mathcal{N}_{\text{DY}} e^{-m/p_4} \times \left(1 - p_5 e^{-m/p_6} \right) \quad (4.2)$$

L'ajustement de cette fonctionnelle à la distribution Monte-Carlo reconstruite est illustré sur la figure 4.12 ($p_4 = 0.64$, $p_5 = 14.51$, $p_6 = 0.58$).

4.5.2-c Production de mésons à charme ouvert

La génération de mésons à charme ouvert et leur désintégration en muons ont été simulées grâce aux codes PYTHIA et JETSET [Sjöstrand87], qui permettent de telles générations dans les

26. Le photon virtuel γ^* issu de l'annihilation quark-antiquark.

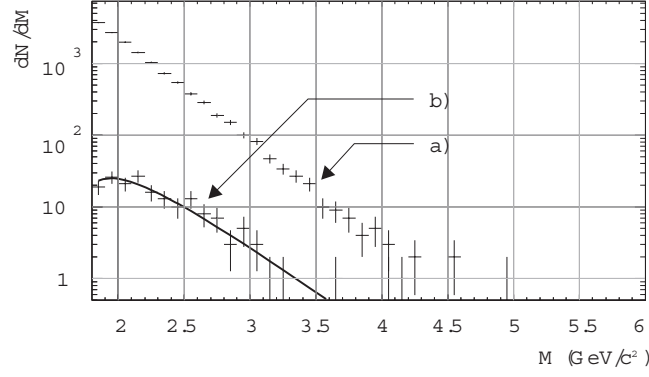


FIG. 4.13 - « Distributions en masse invariante générée et reconstruite des dimuons provenant de la désintégration des mésons à charme ouvert produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. La distribution en masse reconstruite est ajustée par la fonctionnelle (4.3). »

interactions nucléon-nucléon.

Le processus d'hadroproduction de charme s'effectuant essentiellement par fusion de gluons (environ 80% de la section efficace), les distributions sont indépendantes du choix des fonctions de structure des nucléons (neutrons ou protons) et possèdent des formes identiques pour les interactions nucléon-nucléon ou noyau-noyau. La génération est très couteuse en temps machine car les muons générés sont en général en dehors de l'espace des phases défini par le domaine cinématique d'étude du spectromètre. Elle n'a donc été effectuée que dans le cas des réactions $p - p$.

La figure 4.13 montre les distributions en masse invariante générée et reconstruite. La forme, très semblable à celle du processus Drell-Yan, a été ajustée par la fonctionnelle s'ajustant à ce processus ($p_7 = 0.33$, $p_8 = 1.5$ et $p_9 = 3.28$):

$$\left. \frac{dN}{dM} \right|_{D\bar{D}} = \mathcal{N}_{D\bar{D}} e^{-m/p_7} \times (1 - p_8 e^{-m/p_9}) \quad (4.3)$$

4.5.3 Déconvolution du spectre en masse invariante

Les différents processus contribuant au spectre en masse invariante des paires de muons peuvent être extraits du signal dimuon à partir des fonctionnelles qui sont ajustées analytiquement par une procédure de minimisation. La distribution $dN/dM_{\mu\mu}$ prend alors la forme :

$$\left. \frac{dN}{dM} \right|_{\mu\mu} = \left. \frac{dN}{dM} \right|_{fond} + \left. \frac{dN}{dM} \right|_{J/\psi} + \left. \frac{dN}{dM} \right|_{\psi'} + \left. \frac{dN}{dM} \right|_{DY} + \left. \frac{dN}{dM} \right|_{D\bar{D}}$$

où $dN/dM|_{fond}$ est fixé par l'ajustement (paramètres p_1 , p_2 et p_3) sur la distribution en masse

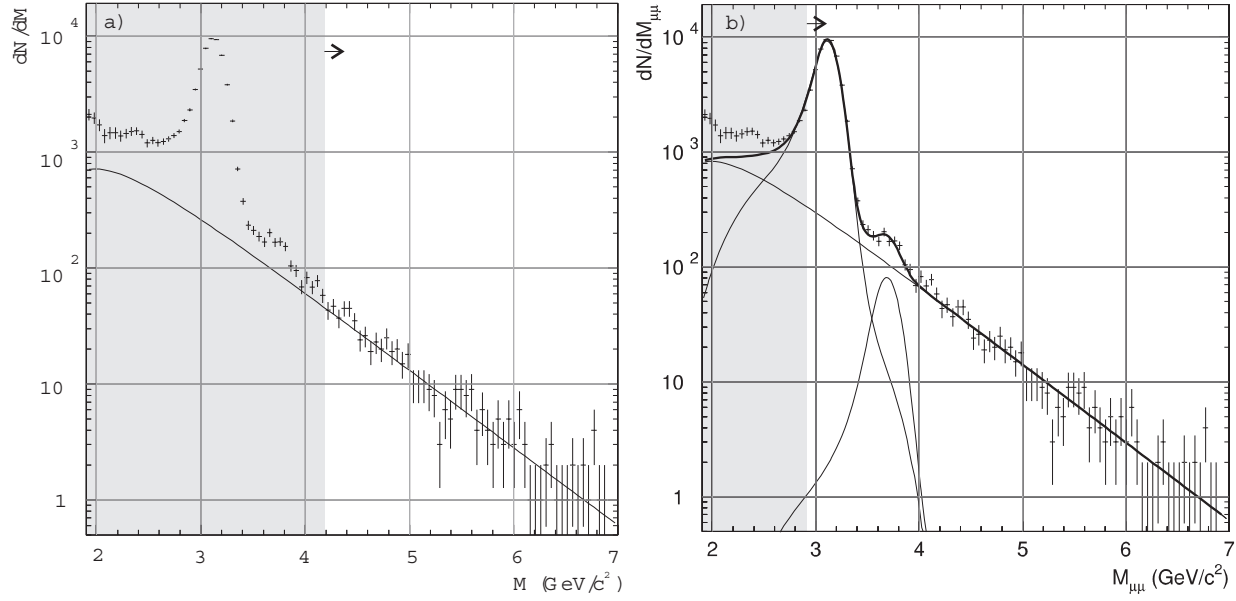


FIG. 4.14- *a* - « Ajustement de la composante Drell-Yan par une minimisation sur la distribution en masse des paires de muons de signe opposé (bruit de fond soustrait) à partir de $4.2 \text{ GeV}/c^2$. »
b - « Ajustement de la distribution en masse des dimuons de signe opposé. La minimisation débute à partir de $2.9 \text{ GeV}/c^2$. »

du bruit de fond estimé à partir des muons de signe identique. Les paramètres p_4 , p_5 et p_6 de la distribution analytique du Drell-Yan et p_7 , p_8 et p_9 de la distribution analytique du processus $D\bar{D}$ sont fixés par ajustement sur les distributions Monte-Carlo correspondantes. Les pentes de ces dernières distributions sont ainsi fixées.

Dans le cas présent, il y a deux difficultés qui empêchent une procédure globale de minimisation de la distribution en masse. La première est la présence d'événements d'origine inconnue (voir [Scomparin96]) dans la zone de masse inférieure à $2.9 \text{ GeV}/c^2$. Leur distribution analytique est évidemment inconnue. La seconde est l'imperfection des générations Monte-Carlo pour l'établissement des diverses fonctionnelles qui ne reproduisent pas parfaitement les effets de diffusions

$M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$ ($\chi^2 = 0.941$)		$M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$ ($\chi^2 = 0.974$)			
Processus	N_p	Processus	N_p	m_p (GeV/c^2)	σ_p (GeV/c^2)
Drell-Yan	617	Drell-Yan	625	$m_p \geq 4.2$	
		Drell-Yan	4123	$m_p \geq 2.9$	
		$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	52871	$m_\psi = 3.115$	$\sigma_\psi = 0.098$
		$\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$	458	$m_{\psi'} = 3.704$	$\sigma_{\psi'} = 0.107$

TAB. 4.1 - « Résultats des minimisations à partir de $4.2 \text{ GeV}/c^2$ et de $2.9 \text{ GeV}/c^2$. »

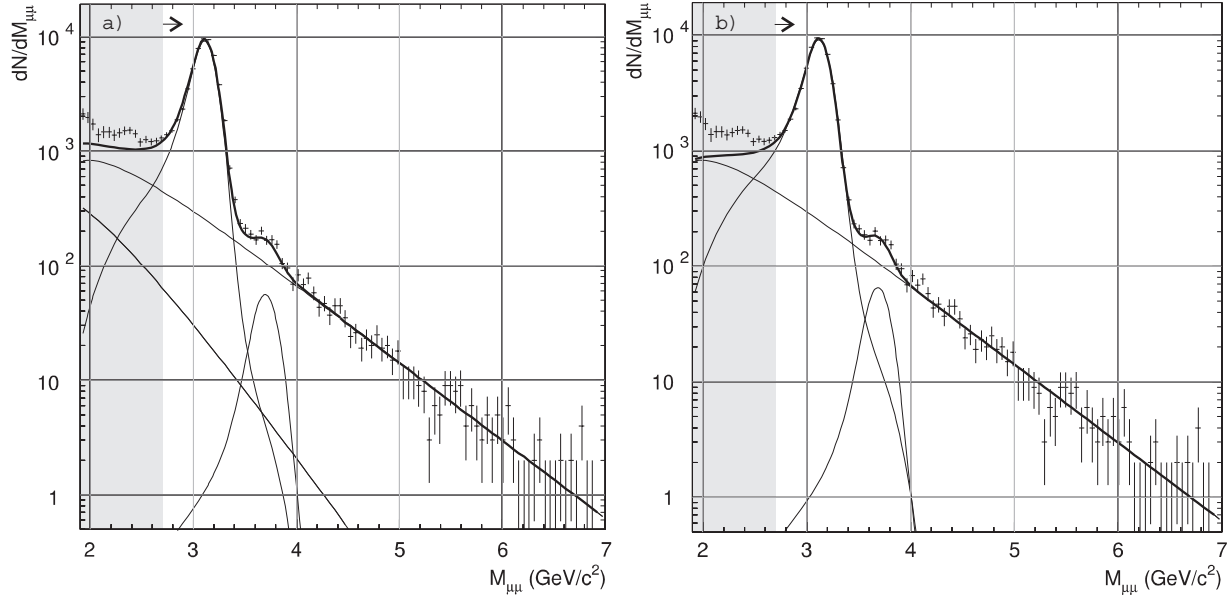


FIG. 4.15- *a* - « Résultat de la minimisation à partir de $2.7 \text{ GeV}/c^2$, avec la composante $D\overline{D}$. »
b - « Résultat de la minimisation sans la composante $D\overline{D}$. »

multiples dans l'absorbeur. Ceci conduit à laisser libres les masses m_ψ , $m_{\psi'}$ et les largeurs σ_ψ , $\sigma_{\psi'}$ des résonances, les paramètres du ψ' étant contraints par ceux du J/ψ ²⁷.

Pour essayer de contourner ces difficultés, nous procédons à une première évaluation des différentes composantes à partir de $4.2 \text{ GeV}/c^2$, où seule la composante Drell-Yan existe (avec un faible taux de bruit de fond) et à partir de $2.9 \text{ GeV}/c^2$, où seuls le J/ψ , le ψ' et le processus Drell-Yan interviennent au-dessus du bruit de fond. La faible composante $D\overline{D}$ représentant moins de 1% des événements dans chaque canal de masse est négligée. La méthode utilisée pour les minimisations est celle dite du maximum de vraisemblance.

Les résultats des minimisations, illustrés par les figures 4.14, conduisent aux nombres d'événements N_p rassemblés dans le tableau 4.1. On observe que les nombres d'événements associés au Drell-Yan à partir de $4.2 \text{ GeV}/c^2$ sont identiques (dans les limites de la précision statistique) quelque soit la limite basse en masse de la minimisation. Ceci montre la cohérence des deux méthodes pour la détermination de la composante Drell-Yan. Les nombres d'événements extraits des ajustements à partir de $4.2 \text{ GeV}/c^2$ et $2.9 \text{ GeV}/c^2$ conduisent aux valeurs des sections efficaces Drell-Yan calculées au chapitre 5.

Dans un deuxième temps, le nombre d'événements J/ψ et ψ' sont extraits par minimisation à partir de $2.7 \text{ GeV}/c^2$. Afin d'éviter toute influence (la plus petite soit-elle) du poids de la composante inconnue sur la normalisation de la composante Drell-Yan, nous choisissons de fixer cette

²⁷ Le rapport des largeurs issues des simulations Monte-Carlo des deux résonances est $\sigma_\psi^{MC}/\sigma_{\psi'}^{MC} \sim 0.92$. La largeur du ψ' est contrainte par ce rapport, et sa masse est fixée par la différence $\Delta m = 0.589 \text{ GeV}/c^2$ entre les valeurs nominales des masses du J/ψ et du ψ' .

$M_{\mu\mu} \geq 2.7 \text{ GeV}/c^2 \ (\chi^2 = 2.42)$			
Processus	N_p	$m_p \text{ (GeV}/c^2)$	$\sigma_p \text{ (GeV}/c^2)$
Drell-Yan	4123	$m_p \geq 2.9$	
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	51232	$m_\psi = 3.107$	$\sigma_\psi = 0.099$
$\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$	412	$m_{\psi'} = 3.696$	$\sigma_{\psi'} = 0.108$
$D\bar{D} \rightarrow \mu^+\mu^-$	3195		

TAB. 4.2 - « Résultat de la minimisation à partir de $2.7 \text{ GeV}/c^2$, avec la composante $D\bar{D}$ laissée libre. »

composante à sa valeur donnée par la minimisation précédente au-delà de $2.9 \text{ GeV}/c^2$. Les fonctionnelles du J/ψ et du ψ' (masses, largeurs et amplitudes laissées libres), du Drell-Yan (fixé), du bruit de fond (fixé) sont introduites, ainsi que la fonctionnelle du $D\bar{D}$ dont l'amplitude est laissée libre. Nous considérons alors que les événements de type inconnu (ou une partie d'entre eux) suivent le comportement des événements $D\bar{D}$. Le résultat est indiqué dans le tableau 4.2 et illustré par la figure 4.15-a. La valeur du χ^2 , image de la qualité de l'ajustement, ne peut évidemment pas être significative, puisqu'une part de la composante inconnue n'est pas reproduite. La conséquence est que les nombres d'événements associés aux résonances J/ψ et ψ' sont sous-évalués.

La procédure d'extraction conduit à une incertitude sur les nombres d'événements J/ψ et ψ' mesurés. Pour évaluer cette incertitude, nous effectuons un nouvel ajustement, identique au précédent, mais sans la composante $D\bar{D}$. Ce calcul n'est pas physique mais permet de donner une évaluation maximale du nombre d'événements J/ψ et ψ' . Le résultat est donné tableau 4.3 et illustré figure 4.15-b.

Pour tenir compte de la difficulté à ajuster la distribution en masse, nous choisissons alors d'adopter la moyenne des nombres extraits avec et sans la composante $D\bar{D}$, avec, comme incertitude, l'écart entre cette moyenne et les valeurs extrêmes. Les nombres de J/ψ et de ψ' ainsi obtenus sont alors :

$$\begin{cases} N_{J/\psi} = 51958 \pm 726 \text{ (syst)} \\ N_{\psi'} = 427 \pm 15 \text{ (syst)} \end{cases}$$

Il faut noter que cette sous- ou sur-évaluation du nombre d'événements J/ψ (et ψ') selon que

$M_{\mu\mu} \geq 2.7 \text{ GeV}/c^2 \ (\chi^2 = 2.54)$			
Processus	N_p	$m_p \text{ (GeV}/c^2)$	$\sigma_p \text{ (GeV}/c^2)$
Drell-Yan	4123	$m_p \geq 2.9$	
$J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	52685	$m_\psi = 3.099$	$\sigma_\psi = 0.102$
$\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$	443	$m_{\psi'} = 3.688$	$\sigma_{\psi'} = 0.111$

TAB. 4.3 - « Résultat de la minimisation à partir de $2.7 \text{ GeV}/c^2$, sans la composante $D\bar{D}$. »

l'ajustement renferme ou ne renferme pas la composante $D\overline{D}$ est provoquée par les paramètres masse m_ψ (et $m_{\psi'}$) et largeur σ_ψ (et $\sigma_{\psi'}$) laissés libres. L'écart entre les valeurs extrêmes du nombre d'événements (2.8% et 7% pour le J/ψ et le ψ' respectivement) est en réalité plus faible que celui calculé ici. En effet, la limite haute devrait être donnée plutôt par un ajustement avec une composante $D\overline{D}$ (fixée) mesurée en réaction p -Pb et extrapolée à la réaction Pb-Pb. L'incertitude calculée ici est probablement surévaluée.

4.5.4 Autre procédure de déconvolution

Une autre procédure de déconvolution a été développée dans la collaboration NA50. Elle consiste à ajuster la distribution en masse à partir de $3.05 \text{ GeV}/c^2$, zone où la composante d'événements inconnus est absente. Les fonctionnelles du J/ψ et du ψ' (masses, largeurs et amplitudes laissées libres), du Drell-Yan (amplitude laissée libre), du bruit de fond (fixé) et du $D\overline{D}$ (dont l'amplitude est reliée à celle du Drell-Yan) sont utilisées. La minimisation donne une valeur de χ^2 montrant une bonne qualité d'ajustement *dans la zone de masse considérée*.

Cette méthode n'est néanmoins pas sans difficultés non plus. Les nombres d'événements extraits du J/ψ , du ψ' et du Drell-Yan (à partir de $2.9 \text{ GeV}/c^2$) sont calculés à partir des surfaces complètes délimitées par les fonctions analytiques correspondantes, non seulement au-delà de $3.05 \text{ GeV}/c^2$, mais aussi en deçà, zone qui n'est pas prise en compte par la minimisation. Ceci n'assure pas une bonne détermination du nombre d'événements mesurés. De plus, les paramètres décrivant les résonances étant libres, l'exclusion d'une partie des événements de fort poids rend moins contraignantes les données expérimentales pour leur détermination. Enfin, l'effet d'une diminution de la borne inférieure de masse montre une instabilité des résultats des ajustements, avec une décroissance corrélée des nombres $N_{J/\psi}$ et $N_{\psi'}$.

Les valeurs des sections efficaces mesurées par cette méthode sont rassemblées dans la référence [Abreu97a]. L'écart diffère de 2% pour la production de J/ψ et 0.3% pour la production du processus Drell-Yan (voir chapitre 5).

4.6 Conclusion

L'ajustement de la distribution en masse des dimuons de signe opposé par des fonctionnelles représentant la forme des contributions $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$, $D\overline{D} \rightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan a permis d'extraire le nombre d'événements correspondant à chacun de ces processus.

Une procédure de minimisation à partir de $2.7 \text{ GeV}/c^2$ sans et avec contribution $D\overline{D}$ (la contribution due au processus Drell-Yan étant fixée) a permis d'estimer l'erreur systématique introduite par la méconnaissance de la forme des processus contribuant dans la zone de masse inférieure à $2.9 \text{ GeV}/c^2$ (excès à basse masse). Le résultat est un compromis entre une sur-évaluation (composante $D\overline{D}$ absente) et une sous-évaluation du nombre de J/ψ et ψ' . Dans ce dernier cas, la composante $D\overline{D}$ absorbe une partie de la contribution due à l'excès.

Processus	N_p	Erreur statistique	Erreur systématique	Remarque
J/ψ	$N_\psi = 51958$	± 228	± 726	
ψ'	$N_{\psi'} = 427$	± 21	± 15	
Drell-Yan	$N_{\text{DY}} = 4123$	± 64		$M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$
Drell-Yan	$N_{\text{DY}} = 617$	± 25		$M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$

TAB. 4.4 - « Nombres d'événements associés aux dimuons dus à la désintégration des résonances J/ψ et ψ' et au processus Drell-Yan produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »

La tableau 4.4 rassemble les nombres d'événements N_p associés à la production de J/ψ , ψ' et du processus Drell-Yan, nécessaire au calcul des sections efficaces.

5

Sections efficaces

Ce chapitre est consacré au calcul des sections efficaces de production du J/ψ , du ψ' et du processus Drell-Yan mesurées dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. Les données 1995 sont comparées à des systèmes plus légers et analysées dans le cadre d'un modèle d'absorption nucléaire.

5.1 Définition de la section efficace

La section efficace d'un processus physique est la probabilité d'occurrence de ce processus, par unité de surface. Dans le cas particulier des mesures effectuées ici, la section efficace de production est :

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_{\mu\mu}}{\mathcal{L}} \times \frac{1}{A_{cc}} \times \frac{1}{\varepsilon_{2\mu}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trig}} \quad (5.1)$$

où $N_{\mu\mu}$ est le nombre d'événements associés au processus considéré, \mathcal{L} la luminosité et A_{cc} l'acceptance de l'appareillage pour ce processus. Les efficacités $\varepsilon_{2\mu}$ et ε_{trig} des chambres à fils et du système de déclenchement sont celles définies au chapitre 2.

Les acceptances des différents processus sont déterminées grâce aux simulations Monte-Carlo (voir chapitre 3). Elles sont définies comme le rapport du nombre d'événements acceptés et reconstitués d'un processus donné, par le nombre d'événements générés de ce même processus.

Les acceptances sont des quantités dépendant à la fois du processus et du domaine de masse invariante considéré. Le tableau 5.1 précise les acceptances des processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan (intégrées sur leurs domaines de masse invariante d'étude) [Petiau96] qui seront utilisées pour le calcul des sections efficaces de production.

Processus	Domaine de masse	Acceptance
$J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	-	0.134
$\psi' \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	-	0.158
$q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$	0.153
$q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$	0.180

TAB. 5.1 - « Acceptances des processus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et Drell-Yan. »5.2 Nombre d'événements $J/\psi, \psi'$ et Drell-Yan

Les nombres d'événements N_p associés aux désintégrations en paires de muons des résonances J/ψ et ψ' et au processus Drell-Yan produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c ont été extraits au chapitre 4 et sont rappelés dans le tableau 5.2. Ces nombres ont été calculés en appliquant les conditions $n_{paras} = 0$, $n_{BH} = 1$, $n_{halo} = 0$, $n_{cibi} \in [1..7]$, $n_{cibr} = 0, 1$ et $n_{zdc} = 1$ (voir chapitre 4).

Processus	Domaine de masse	$N_p (\pm \text{stat})(\pm \text{syst})$
$J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	-	$51958 \pm 228 \pm 726$
$\psi' \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	-	$427 \pm 21 \pm 15$
$q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$	4123 ± 64
$q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$	$M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$	617 ± 25

TAB. 5.2 - « Nombre d'événements associés aux processus $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$ et Drell-Yan. »

Le nombre $N_{\mu\mu}$ intervenant dans l'expression (5.1) de la section efficace est le nombre d'événements extraits, corrigé de l'efficacité $\langle \varepsilon \rangle_{1..7}^p$ de la cible intégrée sur le domaine de masse correspondant.

$$N_{\mu\mu} = N_p \times \frac{1}{\langle \varepsilon \rangle_{1..7}^p}$$

La correction d'efficacité permet de tenir compte des événements non retenus du type $n_{cibi} = 8$. Les valeurs de l'efficacité d'identification du vertex, dans chaque zone de masse, sont précisées dans le tableau 5.3.

Domaine de masse	Efficacité $\langle \varepsilon \rangle_{1..7}^p$
$2.6 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu} \leq 3.5 \text{ GeV}/c^2$	0.847
$3.0 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu} \leq 4.1 \text{ GeV}/c^2$	0.847
$2.9 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu}$	0.853
$4.2 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{\mu\mu}$	0.853

TAB. 5.3 - « Efficacités d'identification du vertex, intégrées sur les intervalles de masse d'étude. »

5.3 Expression de la luminosité

5.3.1 Luminosité relative à la première ciblette

La luminosité \mathcal{L} s'exprime comme le produit du nombre total de particules incidentes N_0 par le nombre de noyaux cible (par unité de surface) N_c . Relativement à la première ciblette, la luminosité \mathcal{L}_1 s'écrit ainsi :

$$\mathcal{L}_1 = N_0 \times N_c^1$$

où le nombre de noyaux cible de la première ciblette N_c^1 (par unité de surface) est

$$N_c^1 = \frac{\rho \times e \times \mathcal{N}_A}{207} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \rho \text{ masse volumique du plomb} \\ e \text{ épaisseur de la ciblette} \\ \mathcal{N}_A = 6.022 \times 10^{23} \end{cases}$$

5.3.2 Luminosité totale

La luminosité totale \mathcal{L} s'exprime par la relation suivante :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\mathcal{L}_1}_{\text{ciblette 1}} + \underbrace{6 \times k \times \mathcal{L}_1}_{\text{ciblettes 2...7}}$$

où k est la proportion de faisceau traversant les ciblettes 2 à 7.

Au cours de la prise de données 1995, l'optique du faisceau a été modifiée, passant d'une optique parallèle (où une partie du faisceau passe en dehors des ciblettes 2 à 7) à une optique convergente (où la totalité du faisceau traverse les ciblettes).

Nous classons les événements en deux lots (« \parallel » et « $>$ ») correspondant aux deux optiques du faisceau. Avec ces notations, la luminosité s'écrit :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1^{\parallel} + 6 \times k \times \mathcal{L}_1^{\parallel} + \mathcal{L}_1^{>} + 6 \times 1.0 \times \mathcal{L}_1^{>}$$

Si nous appelons $N_0^{\parallel, >}$ le nombre d'ions incidents pour chacun des lots, alors la proportion k de faisceau traversant les ciblettes 2-7 dans le lot « \parallel » est :

$$k = \frac{(N_{1...7}^{\parallel} / \langle \varepsilon \rangle_{1...7} - N_1^{\parallel} / \langle \varepsilon \rangle_1)}{(N_{1...7}^{>} / \langle \varepsilon \rangle_{1...7} - N_1^{>} / \langle \varepsilon \rangle_1)} \times \frac{N_0^{>}}{N_0^{\parallel}}$$

où $N_{1...7} / \langle \varepsilon \rangle_{1...7} - N_1 / \langle \varepsilon \rangle_1$ est le nombre d'événements associé aux ciblettes 2-7 et où $\langle \varepsilon \rangle_{1...7}$, $\langle \varepsilon \rangle_1$ sont les efficacités de reconnaissance du vertex d'interaction (valeurs sont données page 46).

5.3.3 Corrections sur le nombre d'ions incidents

Le nombre N_0 est le nombre d'ions incidents N_{BH} compté par l'hodoscope de faisceau lorsque le système d'acquisition est en attente d'événement²⁸ et non en cours de traitement (dans ce cas, il est aveugle à tout nouvel événement). Ce nombre est corrigé de façon à tenir compte des coupures introduites dans l'extraction des nombres d'événements dimuon (voir chapitre 4). Cette correction est calculée avec l'aide des événements en provenance de la cible ($n_{cibi} = 1 \dots 7$) et de masse supérieure à $3.0 \text{ GeV}/c^2$ (afin d'enrichir le lot de dimuon signal). Cette correction représente le pourcentage d'événements :

1. ayant interagi dans le BH (condition $n_{paras} = 1$) ;
2. avec plusieurs ions incidents (condition $n_{BH} > 1$) ;
3. avec une trace dans les antihalos (condition $n_{halo} = 1$) ;
4. avec plus d'un ion incident détecté par le calorimètre à zéro degré mais compté comme étant un seul ion par l'hodoscope de faisceau (condition $n_{zdc} > 1$).

Remarquons qu'il n'y a pas de coupure n_{cibr} pour le calcul des sections efficaces, et que chaque correction est faite sur le lot d'événements survivant au test précédent. Les événements de type $n_{cibi} = 0$ provenant d'interactions en amont de la cible, ne donnent pas lieu à une correction sur N_{BH} . En effet, dans l'hypothèse où ce type d'événements n'existerait pas (aucune matière en amont de la cible donnant lieu à interaction), la probabilité d'interaction dans la cible elle-même serait de 17% du nombre de ces événements. Parmi ceux-ci, une quantité négligeable ($\sim 30000/(95 \times 10^{10})$, voir tableaux 5.4 et 5.5) fournirait un déclenchement dimuons. Nous négligeons ainsi le terme correctif correspondant. Quant aux événements de type $n_{cibi} = 8$, provenant majoritairement de la cible, ils ne sont pas pris en compte dans le calcul des termes correctifs, ceci afin d'éviter que des événements éventuels de bruit de fond n'interviennent et biaisent les résultats.

5.3.3-a Proportion d'événements interagissant dans le BH

Le nombre d'ions incidents N_{BH} est corrigé de la proportion k_1 d'événements avec une interaction dans le BH :

$$N_{BH} \longrightarrow N_{BH} - N_{BH} \times k_1 = N_{BH}(1 - k_1) = N_{BH} \times a_1$$

On définit le nombre total d'événements par :

$$N = \int_{2.7}^{\infty} \left(\frac{dN}{dM_{\mu\mu}} \right) dM_{\mu\mu}$$

Le terme a_1 s'écrit simplement

$$a_1 = 1 - \frac{N_{paras}}{N}$$

(5.2)

²⁸. Comptage dit « *trigger gated* ».

où N_{paras} est le nombre d'événements avec $n_{paras} = 1$. On remarque que ce pourcentage est similaire au pourcentage de plomb interagissant dans le BH qui représente $\lambda_I = 2.5\%$ longueur d'interaction.

Le nombre $N_{BH} \times a_1$ correspond ainsi au nombre d'ions incidents avec la condition $n_{paras} = 0$.

5.3.3-b Proportion d'événements avec plusieurs ions incidents

Ce terme corrige le nombre $N_{BH} \times a_1$ de la proportion k_2 d'événements comportant plusieurs ions incidents.

$$N_{BH} \times a_1 \longrightarrow N_{BH} - N_{BH} \times k_2 = N_{BH} \times a_1 \times (1 - k_2) = N_{BH} \times a_1 a_2$$

Cette proportion k_2 est simplement le rapport du nombre d'événements pour lesquels le nombre d'ions incidents est supérieur strictement à un, sur le nombre total d'ions incidents. Si $N_{ions}(n)$ est le nombre d'événements comportant n ions incidents, alors le facteur correctif $a_2 = 1 - k_2$ s'écrit :

$$a_2 = 1 - \frac{\sum_{n=2}^{\infty} N_{ions}(n)}{\sum_{n=1}^{\infty} n \times N_{ions}(n)} \quad \text{évalué avec la condition } n_{paras} = 0 \quad (5.3)$$

5.3.3-c Proportion d'événements avec une trace dans les antihalos

Il s'agit de corriger le nombre $N_{BH} \times a_1 a_2$ de la proportion k_3 d'événements pour lesquels l'ion incident traverse les antihalos en-dehors de leur trou (faisceau décentré).

$$N_{BH} \times a_1 a_2 \longrightarrow N_{BH} \times a_1 a_2 - N_{BH} \times a_1 a_2 \times k_3 = N_{BH} \times a_1 a_2 (1 - k_3) = N_{BH} \times a_1 a_2 a_3$$

On notera N_{halo} le nombre d'événements comportant une trace dans l'un des antihalos.

Ce nombre est évalué avec les conditions $n_{paras} = 0$ et $n_{BH} = 1$ de façon à obtenir la proportion k_3 relativement au nombre d'événements déjà corrigé du facteur $a_1 a_2$. Le facteur $a_3 = 1 - k_3$ s'exprime par :

$$a_3 = 1 - \frac{N_{halo}}{N} \quad \text{évalué avec la condition } \begin{cases} n_{paras} = 0 \\ n_{BH} = 1 \end{cases} \quad (5.4)$$

5.3.3-d Proportion d'événements avec plus d'un ion incident détecté par le ZDC

En introduisant la coupure $n_{zdc} > 1$, on provoque l'élimination des événements où le calorimètre à zéro degré a détecté deux ions incidents, bien que l'hodoscope de faisceau n'en ait compté qu'un seul. Le BH ayant été inefficace, il est **inutile** de corriger la luminosité de la proportion de ce type d'événements, puisque le BH a déjà compté un ion en moins. On définit ainsi

$$a_4 = 1 \quad (5.5)$$

5.3.3-e Calcul de la luminosité

Compte tenu des facteurs de correction, le nombre total d'ions incidents N_0 s'écrit :

$$N_0 = N_{BH} \prod_{n=1}^4 a_n$$

Le tableau 5.4 rassemble les valeurs nécessaires au calcul de N_0 dans le cas des optiques parallèle et convergente :

Optique parallèle							
$N_c^1/10^{20}$	$N_{BH}/10^{10}$	a_1	a_2	a_3	a_4	$N_0/10^{10}$	$\mathcal{L}_1 (\mu\text{b}^{-1})$
33	94.9	0.971	0.845	0.956	1.0	74.4	2455
Optique convergente							
$N_c^1/10^{20}$	$N_{BH}/10^{10}$	a_1	a_2	a_3	a_4	$N_0/10^{10}$	$\mathcal{L}_1 (\mu\text{b}^{-1})$
33	50.0	0.972	0.826	0.993	1.0	39.9	1317

TAB. 5.4 - « Calcul de la luminosité \mathcal{L}_1 dans le cas des deux optiques. »

La proportion k de faisceau traversant les cibles 2-7 dans le cas de l'optique parallèle se calcule grâce aux valeurs rassemblées dans le tableau 5.5 :

Optique parallèle		Optique convergente	
$N_{1...7}$	N_1	$N_{1...7}$	N_1
30228	6583	17949	3232

TAB. 5.5 - « Quantités nécessaires au calcul de la proportion de faisceau traversant les cibles 2-7 dans le cas de l'optique parallèle. »

Cette proportion est alors $k = \frac{(30228/0.85 - 6583/0.92)/74.4}{(17949/0.85 - 3232/0.92)/39.9} = 0.86$ et la luminosité totale est alors :

$$\mathcal{L} = 2455 + 2455 \times 6 \times 0.86 + 1317 + 1317 \times 6 = 24342 \mu\text{b}^{-1}$$

5.4 Erreurs statistiques

Avec les expressions des nombres d'événements $N_{\mu\mu}$ et de la luminosité \mathcal{L} définis aux paragraphes 5.2 et 5.3, la section efficace d'un processus p s'écrit :

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_p}{\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}^p} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \times \frac{1}{Acc} \times \frac{1}{\varepsilon_{2\mu}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trig}} \quad \text{avec } \mathcal{L} = \mathcal{L}^{\parallel} + \mathcal{L}^{>}$$

Nous avons vu au paragraphe 5.3.1 que la luminosité, dans le cas d'une optique donnée, s'écrivait :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_1 + 6 \times k \times \mathcal{L}_1 \quad \text{où } \mathcal{L}_1 = N_c \times N_{BH} \prod_{n=1}^4 a_n$$

Dans l'expression de la section efficace, les sources d'erreurs statistiques proviennent donc des nombres N_p , $N_{1\dots 7}$, N_1 , N_{BH} , des facteurs a_1 , a_2 , a_3 et des efficacités $\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}^p$, $\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}$ et $\langle \varepsilon \rangle_1$.

Les erreurs statistiques sur les termes a_n de la luminosité entraînent des erreurs sur la section efficace en $\sigma(a_n)^2/a_n^2$, de l'ordre de 10^{-4} , qui sont négligeables. De même, l'erreur sur N_{BH} conduit à une erreur en $1/N_{BH}$ qui est négligée. Les erreurs statistiques sur $\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}$, $\langle \varepsilon \rangle_1$, $N_{1\dots 7}$ et N_1 conduisent à une erreur inférieure à 1.0% dans le calcul de k , qui induit une erreur négligeable dans le calcul de la section efficace. L'erreur sur l'efficacité $\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}^p$ étant de l'ordre de 10^{-3} , seule l'erreur statistique sur le nombre d'événements N_p est conservée dans l'estimation de l'erreur statistique, qui s'écrit, dans ces conditions :

$$(\sigma)_{stat} \sim \sigma_{\mu\mu} \times \sqrt{\frac{1}{N_p}}$$

5.5 Erreurs systématiques

Dans l'expression de la section efficace rappelée au paragraphe précédent, une première source d'erreur systématique provient de l'incertitude sur la masse volumique ρ du plomb utilisé, établie par pesée. Cette incertitude découle de l'imprécision sur la connaissance du volume de la première ciblette, due à l'incertitude sur son rayon. Celui-ci est défini par un emporte-pièce dont la précision est évaluée à ± 0.03 mm. Ceci introduit une erreur relative sur le nombre N_c^1 de noyaux cible de la première ciblette de :

$$\frac{\Delta N_c^1}{N_c^1} = \pm 2.5\% \quad (\rho = 11.35 \pm 0.30 \text{ g/cm}^3)$$

Une seconde source d'erreur systématique provient de l'ajustement de la distribution en masse invariante. Cette erreur systématique provient de l'incertitude sur la norme de la fonctionnelle ajustant le processus $(D, \overline{D}) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ due à la méconnaissance de la contribution de l'excès à basse masse (voir chapitre 4). Ces erreurs systématiques n'entachent que les nombres d'événements associés aux résonances J/ψ et ψ' . Leurs valeurs sont reportées dans le tableau 5.2.

On néglige les erreurs systématiques dues aux incertitudes sur les acceptances. Les erreurs relatives $\Delta\epsilon/\epsilon$ sur les efficacités $\varepsilon_{2\mu}$ et ε_{trig} sont estimées à environ $\pm 2\%$ et $\pm 5\%$ respectivement [Abreu97a] et l'erreur $\Delta\langle\varepsilon\rangle_{1\dots 7}/\langle\varepsilon\rangle_{1\dots 7}$ à $\pm 0.5\%$.

5.6 Sections efficaces

5.6.1 Sections efficaces de production du J/ψ et du ψ'

Rappelons l'expression de la section efficace :

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{N_p}{\langle\varepsilon\rangle_{1\dots 7}^p} \times \frac{1}{\mathcal{L}} \times \frac{1}{A_{cc}} \times \frac{1}{\varepsilon_{2\mu}} \times \frac{1}{\varepsilon_{trig}}$$

Les quantités nécessaires au calcul des sections efficaces de production du J/ψ et du ψ' sont rappelées dans le tableau 5.6.

Processus	N_p ($\pm\text{stat}\pm\text{syst}$)	$\langle\varepsilon\rangle_{1\dots 7}$	\mathcal{L}	A_{cc}^h	$\varepsilon_{2\mu}$	ε_{trig}
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$51958 \pm 228 \pm 726$	0.847	$24342 \mu\text{b}^{-1}$	0.134	0.95	0.92
$\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$427 \pm 21 \pm 15$	0.847	$24342 \mu\text{b}^{-1}$	0.158	0.95	0.92

TAB. 5.6 - « Quantités nécessaires au calcul des sections efficaces de production des résonances J/ψ et ψ' . »

La section efficace de production du J/ψ par la réaction $\text{Pb-Pb} \rightarrow J/\psi + X$ est alors²⁹:

$$\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} = 21.5 \pm 0.1 \pm 1.3 \mu\text{b} \ (\pm \text{stat})(\pm \text{syst}) \quad (5.6)$$

et la section efficace de production $\text{Pb-Pb} \rightarrow \psi' + X$ est :

$$\sigma_{\mu\mu}^{\psi'} = 0.150 \pm 0.007 \pm 0.010 \mu\text{b} \ (\pm \text{stat})(\pm \text{syst}) \quad (5.7)$$

²⁹. On note $\sigma_{\mu\mu}^h$ le produit $B_{\mu\mu} \times \sigma^h$ (h est la résonance J/ψ ou ψ') où $B_{\mu\mu}$ désigne le rapport d'embranchement $h \rightarrow \mu\mu$.

5.6.2 Section efficace de production du processus Drell-Yan

Les valeurs nécessaires au calcul de la section efficace de production du processus Drell-Yan sont résumées dans le tableau 5.7 où les nombres d'événements dimuons associés sont précisés dans les domaines de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$ et $M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$.

Zone de masse	$N_p (\pm \text{stat})$	$\langle \varepsilon \rangle_{1\dots 7}^p$	\mathcal{L}	A_{cc}^{DY}	$\varepsilon_{2\mu}$	ε_{trig}
$M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$	4123 ± 64	0.853	$24342 \mu\text{b}^{-1}$	0.153	0.95	0.92
$M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$	617 ± 25	0.853	$24342 \mu\text{b}^{-1}$	0.180	0.95	0.92

TAB. 5.7 - « Quantités nécessaires au calcul de la section efficace de production du processus Drell-Yan. »

La section efficace de production de dimuons par le processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à $158 \text{ GeV}/c$, dans le domaine de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2$ est :

$$\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}(M_{\mu\mu} \geq 2.9 \text{ GeV}/c^2) = 1.485 \pm 0.023 \pm 0.088 \mu\text{b} (\pm \text{stat})(\pm \text{syst}) \quad (5.8)$$

et dans le domaine $M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$:

$$\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}(M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2) = 0.189 \pm 0.008 \pm 0.011 \mu\text{b} (\pm \text{stat})(\pm \text{syst}) \quad (5.9)$$

5.6.2-a Facteur K_{DY}

Le facteur K_{DY} a été introduit au premier chapitre pour tenir compte des corrections d'ordre supérieur dans le calcul théorique de la section efficace de production du processus Drell-Yan.

Le facteur K_{DY} expérimental est défini comme le rapport de la section efficace expérimentale sur la section efficace théorique calculée à l'ordre le plus bas. Ce facteur, calculé à partir de la section efficace (5.7), possède une valeur égale à :

$$K_{\text{DY}} = \frac{\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}}{\sigma_{\text{GRV-LO}}^{\text{DY}}} = \frac{1.49}{0.58} = 2.57 \pm 0.20 \quad (5.10)$$

où $\sigma_{\text{GRV-LO}}^{\text{DY}}$ est la section efficace théorique, calculée avec les fonctions de structure GRV-LO.

5.7 Comparaison avec des systèmes plus légers

De nombreuses mesures des taux de production du processus Drell-Yan et des résonances J/ψ et ψ' ont été effectuées dans le cadre de l'étude expérimentale de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de densité d'énergie et de pression. Nous nous proposons de comparer les taux de production mesurés dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon avec les mesures effectuées par les expériences NA51 et NA38. Ces données ont été collectées avec le même spectromètre à muons que celui de l'expérience NA50.

5.7.1 Sections efficaces de production du processus Drell-Yan

Les points expérimentaux auxquels est comparée la section efficace de production du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb sont les valeurs des sections efficaces mesurées en réactions proton-proton et proton-deuton à 450 GeV/c (NA51), proton-noyau (p-W) à 200 GeV/c et noyau-noyau (S-U) à 200 GeV/c par nucléon (NA38).

Le facteur K_{DY} est représenté sur la figure 5.1 en fonction du produit $A \times B$ où A (resp. B) est le nombre de masse du noyau projectile (resp. cible), pour l'ensemble de ces systèmes. Le trait pointillé sur la figure indique la valeur moyenne des facteurs K_{DY} représentés. Le facteur K_{DY} est approximativement constant, quelque soit $A \times B$. On constate ainsi que les sections efficaces de

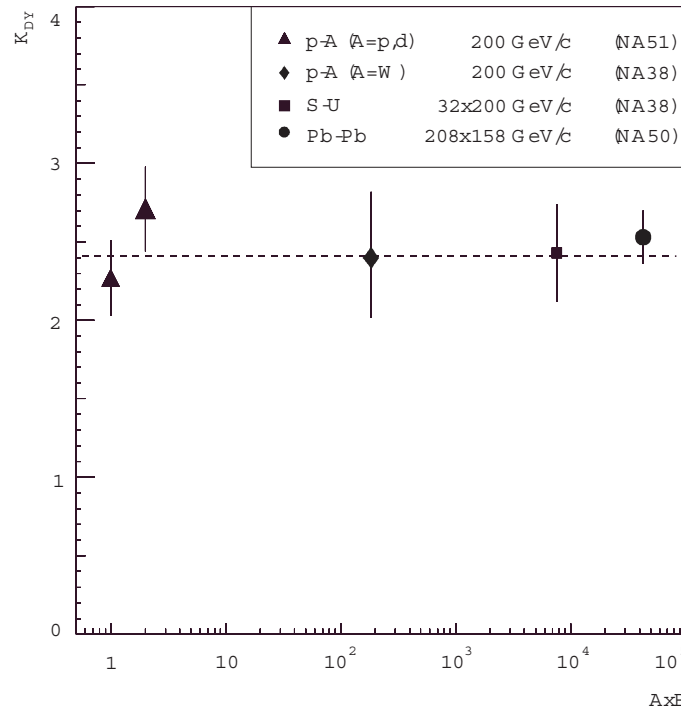


FIG. 5.1 - « Facteur K_{DY} en fonction du produit $A \times B$. »

production du processus Drell-Yan mesurées par NA51 et NA38 sont bien représentées par une loi d'échelle en $A \times B$:

$$\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}} \propto (A \times B)^\alpha \quad \text{avec } \alpha \approx 1.0 \quad (5.11)$$

conforme aux prédictions théoriques (voir §1.4.1-b du chapitre 1). Le point Pb-Pb est en bon accord avec ces mesures. La constance du facteur K_{DY} , pour les données $p - A$ et noyau-noyau, fait du processus Drell-Yan une référence de choix pour l'étude de la production des charmonia dans les collisions d'ions lourds. L'accord de la valeur de cette section efficace avec les autres mesures assure l'absence de biais dans la détermination des sections efficaces absolues.

5.7.2 Section efficace de production de la résonance J/ψ

Pour étudier les effets nucléaires sur la production du J/ψ , il est important de comparer la section efficace de production du J/ψ extraite dans ce chapitre avec sa valeur mesurée dans d'autres systèmes et à des énergies différentes. Le point mesuré en Pb-Pb est comparé aux sections efficaces mesurées dans les interactions $p - A$ ($A = p, d, C, Al, Cu$ et W) à 450 GeV/c (NA51), $p - A$ ($A = Cu, W, U$) à 200 GeV/c (NA38), et O-Cu, O-U, S-U à 200 GeV/c par nucléon (NA38).

Pour pouvoir comparer les données à 450 GeV, 200 GeV et 158 GeV, il est nécessaire de corriger les sections efficaces de production, de façon à les ramener toutes à la même énergie \sqrt{s} dans le

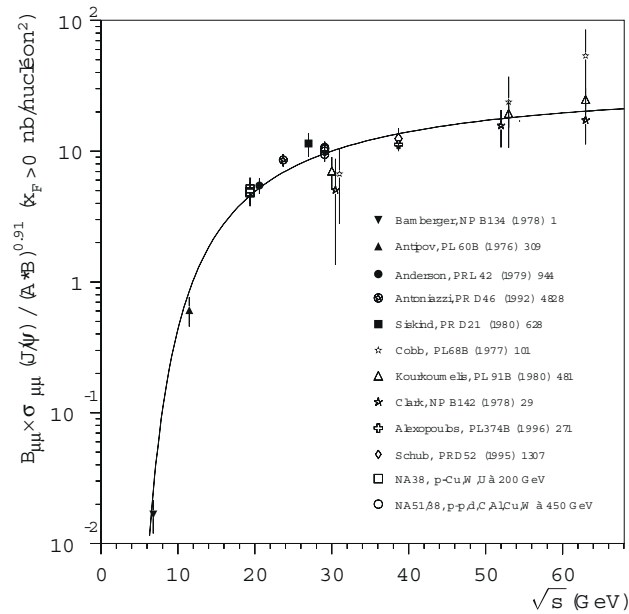


FIG. 5.2 - « Dépendance en énergie de la section efficace du J/ψ (extrait de [Lourenço96]). »

centre de masse nucléon-nucléon. La figure 5.2 représente la dépendance en \sqrt{s} de la section efficace (dimuon) de production du J/ψ mesurée par différentes collaborations.

Ces points expérimentaux sont bien décrits par la loi :

$$\frac{\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{(A \times B)^{0.91}}(\sqrt{s}) = 37 \times \left(1 - \frac{3.097}{\sqrt{s}}\right)^{12} \quad (\text{nb/nucléon}^2) \quad (5.12)$$

Une correction similaire est appliquée pour ramener les points expérimentaux dans le même intervalle en x_F (voir [Abreu97b]). Les sections efficaces corrigées sont représentées sur la figure 5.3 en fonction du produit $A \times B$. On constate que les points expérimentaux NA51 et NA38 suivent la loi de puissance

$$\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} \Big|_{\text{NA38}}^{\text{NA51}} \propto (A \times B)^\alpha \quad \text{avec } \alpha \approx 0.91 \quad (5.13)$$

qui est représentée par une droite sur la figure 5.3. Nous verrons au paragraphe suivant que cette systématique peut s'interpréter dans le cadre d'un modèle d'absorption nucléaire dans l'état final.

Par contre, le point Pb-Pb se situe à environ cinq déviations standard en dessous de cette systématique. La section efficace de production du J/ψ mesurée dans les interactions Pb-Pb **ne suit**

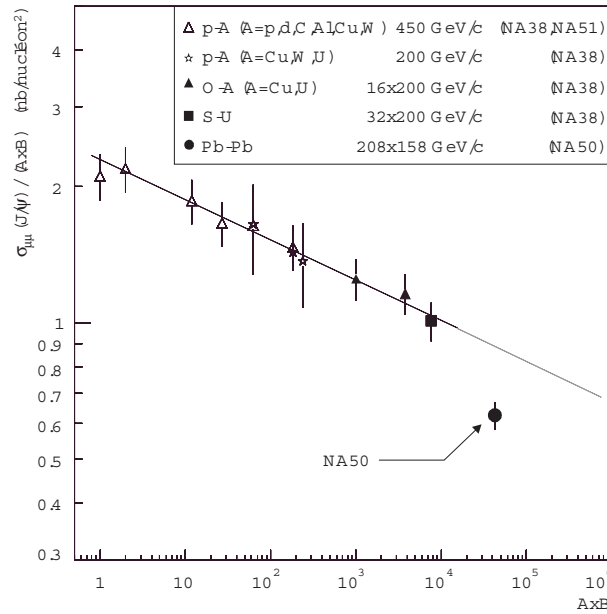


FIG. 5.3 - « Sections efficaces (ramenées à 200 GeV) de production de la résonance J/ψ en fonction du produit $A \times B$. »

pas cette loi de puissance. Nous verrons au paragraphe 5.9 dans quelles proportions les différents modèles décrivant les interactions du charmonium dans la matière créée permettent d'interpréter ce phénomène.

5.8 Absorption nucléaire

5.8.1 Probabilité d'absorption

Le modèle d'absorption nucléaire décrit la probabilité d'absorption d'une résonance $h = J/\psi, \psi'$ produit dans une interaction $p - A$ ou noyau-noyau. Si deux noyaux sont transparents (voir chapitre 1) ils se traversent mutuellement sans qu'il y ait de modification sensible ni de leurs trajectoires ni de leurs compositions internes. La géométrie de la collision est représentée dans le plan longitudinal et dans le plan transverse sur la figure 5.4.

Supposons que la surface de recouvrement des deux noyaux soit divisée en tubes de surface σ_{nn} correspondant à la section efficace d'interaction nucléon-nucléon. On définit la fonction d'épaisseur $T_A(\vec{b})$ d'un noyau A par :

$$T_A(\vec{b}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{b}, z) dz$$

où ρ_A est la densité nucléaire du noyau A , normalisée de manière que :

$$\iint T_A(\vec{b}) d\vec{b} = \int 2\pi b db T_A(b) = 1$$

Nous utilisons une densité nucléaire de type Saxon-Wood :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_A}{a}\right)} \text{ avec } \begin{cases} R_A = 6.624 \text{ fm} \\ a = 0.5490 \text{ fm} \\ \rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3} \end{cases}$$

De manière similaire, on définit la fonction de recouvrement $T_{AB}(\vec{b})$ par :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \iint d\vec{r} T_A(\vec{b}) T_B(\vec{b} - \vec{r})$$

où l'intégration sur \vec{r} s'effectue sur le plan transverse (voir figure 5.4). Le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon pour un paramètre d'impact \vec{b} donné est alors :

$$n_{AB}(\vec{b}) = \int \frac{d\vec{r}}{\sigma_{nn}} \left(\sigma_{nn} T_A(\vec{b}) \right) \times \left(\sigma_{nn} T_B(\vec{b} - \vec{r}) \right) = (A \times B) T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}$$

où l'intégrale $\int d\vec{r}/\sigma_{nn}$ représente la sommation sur le nombre de tubes de surface σ_{nn} . En première approximation, la section efficace différentielle d'un processus p en fonction du paramètre d'impact \vec{b} est proportionnelle au nombre de collisions binaires nucléon-nucléon :

$$\frac{d^2\sigma_{AB}^p}{db^2} \propto (A \times B) T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^p$$

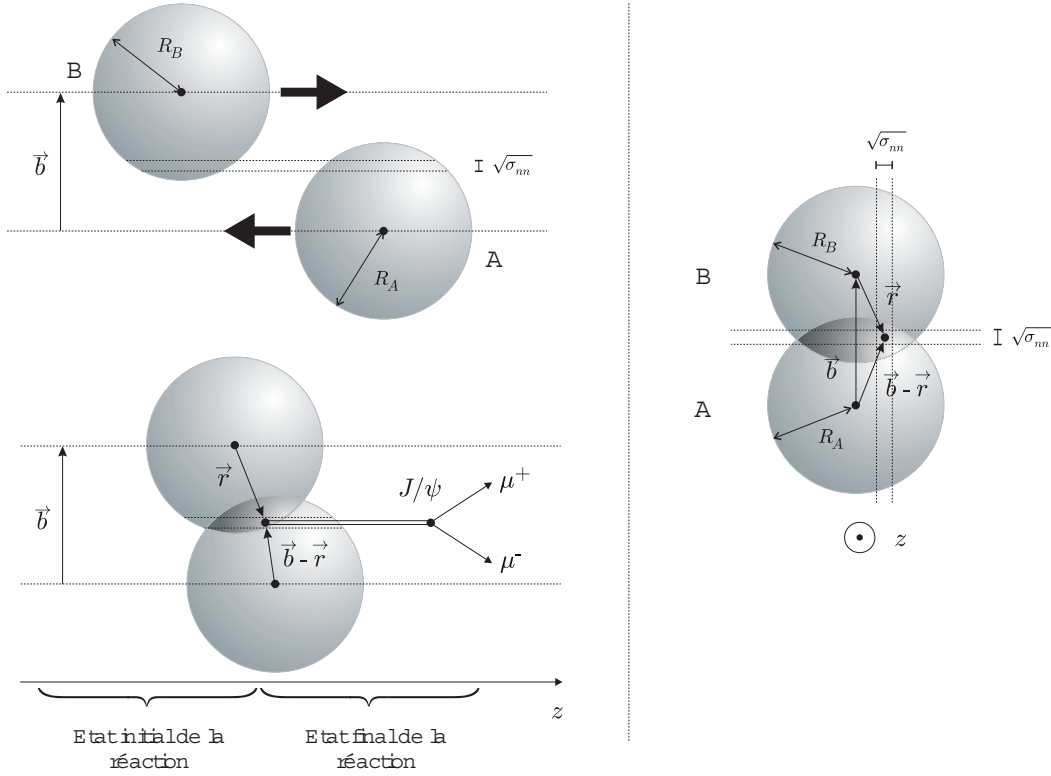


FIG. 5.4 - « Représentation schématique d'une collision (de paramètre d'impact \vec{b}) entre deux noyaux transparents. Le modèle d'absorption nucléaire permet de décrire l'absorption dans l'état final d'une résonance J/ψ créé au point z dans la réaction. »

où σ_{nn}^p est la section efficace nucléon-nucléon. Avec cette hypothèse simple appliquée au processus Drell-Yan, nous retrouvons la loi d'échelle en $(A \times B)$ expérimentale :

$$\sigma_{AB}^{\text{DY}} \propto \iint d\vec{b} (A \times B) T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{nn}^{\text{DY}} = (A \times B) \sigma_{nn}^{\text{DY}} \iint d\vec{b} T_{AB}(\vec{b}) = (A \times B) \sigma_{nn}^{\text{DY}}$$

Pour tenir compte de l'absorption nucléaire, on introduit dans l'expression de la section efficace une probabilité $S(\vec{b}, z)$ de survie de la résonance h dans la matière nucléaire (supposée non-déconfinée). Cette correction d'absorption est un moyen simple de reproduire la dépendance en $(A \times B)^\alpha$ ($\alpha < 1$).

Pour simplifier les notations, nous considérons des interactions $p - A$, les expressions se généralisant facilement aux systèmes $A - B$. La probabilité $S(\vec{r}, z)$ s'exprime en fonction de la probabilité d'absorption $P_{abs}(\vec{r}, z)$ au point (\vec{r}, z) par :

$$S_A(\vec{r}, z) = 1 - P_{abs}(\vec{r}, z)$$

Cette probabilité peut être vue comme un terme correctif du taux de production. Elle est proportionnelle au nombre moyen de nucléons croisés par la particule h depuis son point de formation z :

$$P_{abs}(\vec{r}, z) = (A - 1) \sigma_{abs} \int_z^{+\infty} \rho_A(\vec{r}, z) dz$$

où σ_{abs} est la section efficace d'absorption nucléon-résonance. La probabilité de survie s'écrit donc

$$S_A(\vec{r}, z) = 1 - P_{abs}(\vec{r}, z) \approx e^{-\int_z^{+\infty} \rho_A(\vec{r}, z) dz}$$

La section efficace de production du hadron h dans la réaction p - A est alors proportionnelle à :

$$\begin{aligned} \sigma_{p-A}^h &\propto \iint d\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\vec{r}, z) S(\vec{r}, z) \\ &\propto \iint d\vec{r} \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\vec{r}, z) \left[1 - \sigma_{abs} \int_z^{+\infty} \rho_A(\vec{r}, z_1) dz_1 \right]^{A-1} \end{aligned} \quad (5.14)$$

5.8.2 Longueur moyenne parcourue dans la matière nucléaire

En développant l'expression (5.14) en puissances de σ_{abs} , on peut montrer (voir [Wong94] par exemple) que la section efficace de production du hadron $h = J/\psi, \psi'$ s'écrit :

$$\frac{\sigma_{p-A}^h}{A} \propto \left[1 - \frac{A-1}{2} \sigma_{abs} \iint d\vec{b} (T_A(\vec{b}))^2 \right]$$

On peut ré-écrire cette relation de manière utile sous la forme :

$$\frac{\sigma_{p-A}^h}{A} \propto 1 - L \rho_0 \sigma_{abs} \propto \exp\{-L \rho_0 \sigma_{abs}\}$$

où $\rho_0 = 3/(4\pi r_0^3) \sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$ est la densité nucléaire normale et L la longueur moyenne parcourue dans l'état final (figure 5.5) :

$$L = \frac{2\pi}{3} R_A^3 \iint d\vec{r} (T_A(\vec{r}))^2 \frac{A-1}{A}$$

Dans le cas des fonctions d'épaisseur définies au paragraphe 5.8.1, la longueur moyenne L s'écrit :

$$L = \frac{3}{4} r_0 \frac{A-1}{A} A^{1/3} \text{ avec } r_0 = 1.1 \text{ fm}$$

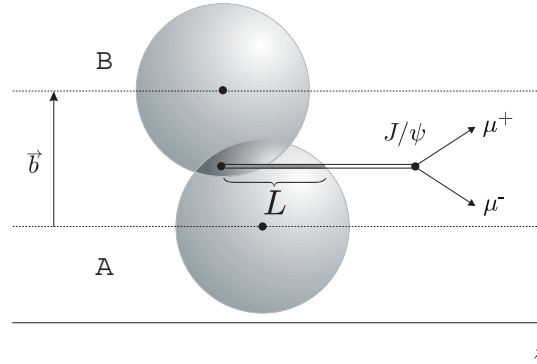


FIG. 5.5 - « Longueur moyenne parcourue par la résonance J/ψ dans l'état final. »

Ce résultat, concernant les réactions nucléon-noyau, peut être aisément étendu aux réactions noyau-noyau :

$$\boxed{\frac{\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{A \times B} \propto e^{-L} \rho_0 \sigma_{abs}} \quad \text{avec } L = L_A + L_B \quad (5.15)$$

La figure 5.6 représente le rapport $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/(A \times B)$ en fonction du paramètre L_{AB} . On constate que les points expérimentaux de NA51 et NA38 sont bien représentés par le modèle d'absorption. L'ajustement de ces points par la relation (5.15), représentée par une droite sur la figure, permet d'extraire la valeur de la section efficace d'absorption σ_{abs} :

$$\sigma_{abs}^{exp} = 6.3 \pm 1.2 \text{ mb} \quad (5.16)$$

Il est facilement possible, à partir de cette valeur, de retrouver la loi de puissance $(A \times B)^\alpha$ ($\alpha \sim 0.91$) grâce à l'identité :

$$(A \times B)^\alpha = A \times B e^{-(1-\alpha) \ln(A \times B)}$$

On retrouve ainsi la valeur de α mesurée par NA51 et NA38 :

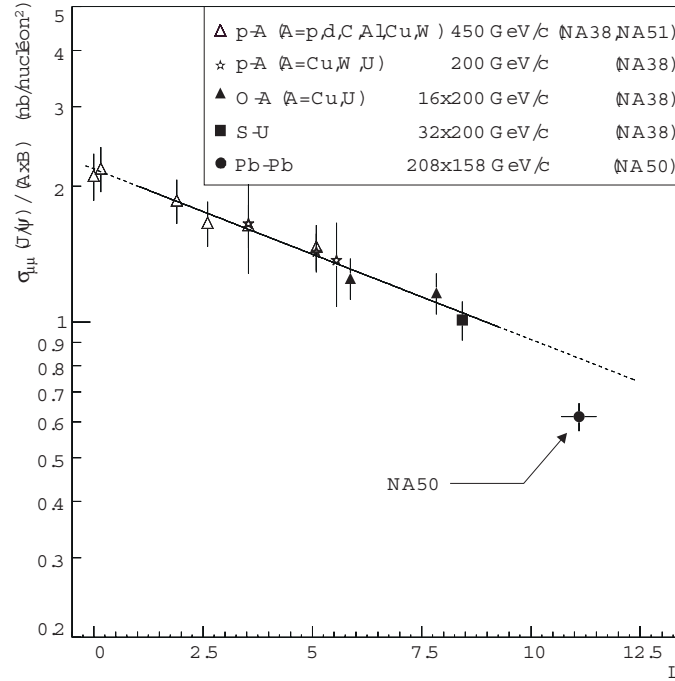


FIG. 5.6 - « Sections efficaces de production du J/ψ (rapportée au produit $A \times B$) en fonction de la longueur moyenne L parcourue par la résonance dans l'état final de la réaction. »

$$\alpha = 1 - \frac{L \rho_0 \sigma_{abs}}{\ln(A \times B)} \sim 0.91$$

Les mesures des sections efficaces de production du J/ψ effectuées par les expériences NA51 et NA38 sont bien reproduites par le modèle d'absorption nucléaire, pour une valeur de section efficace d'absorption de $\sigma_{abs} = 6.3$ mb.

Le point Pb-Pb présente, relativement à ce modèle d'absorption, une suppression importante. Si le modèle d'absorption nucléaire semble bien décrire les points p -A, O-Cu, O-U et S-U, il **ne permet pas** de décrire simultanément ces points et le point Pb-Pb. En d'autres termes, le paramètre L n'est plus une variable de choix pour décrire l'ensemble des sections efficaces mesurées.

Dans l'optique du modèle d'absorption nucléaire, le taux de production du J/ψ mesuré dans les réactions Pb-Pb présente une suppression *anormale*. Pour vérifier la validité de la section efficace d'absorption σ_{abs} utilisée dans le modèle pour reproduire les données NA51 et NA38, il convient de revenir sur le processus de formation et sur les interactions des états liés du charmonium.

5.9 Formation et interaction des charmonia dans les interactions noyau-noyau

5.9.1 Fusion de partons

La production de charmonium dans les collisions hadroniques s'effectue selon différentes échelles d'énergie et de temps (voir [Cho95a,b] par exemple). Le premier pas est la création d'une paire $c\bar{c}$. Nous avons vu dans le premier chapitre, que la formation de ces paires procédait essentiellement par fusion de partons (figure 5.7). A cause de la masse élevée du quark c , ce processus de création est pratiquement instantané, avec un temps de formation de l'ordre de $\tau_c = (2m_c)^{-1} \approx 0.07$ fm/c dans le référentiel $c\bar{c}$.

Cette paire est généralement dans un état octet de couleur $(c\bar{c})_8$. Pour donner naissance à un état résonant (J/ψ , ψ' , etc.), elle doit neutraliser sa couleur en absorbant ou en émettant un gluon (figure 5.8) par un processus non perturbatif. Le temps τ_8 (dans le référentiel de la paire $c\bar{c}$) nécessaire à

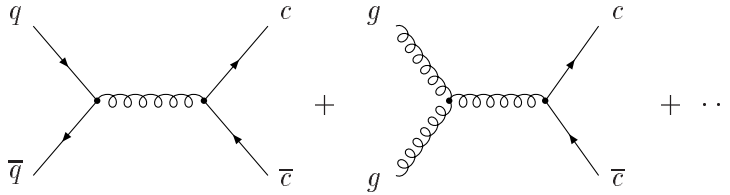
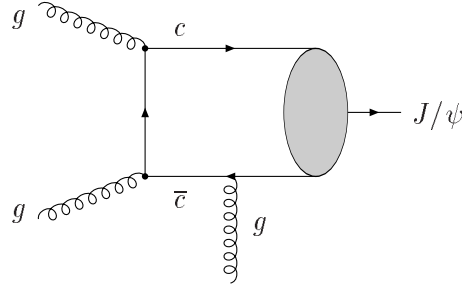


FIG. 5.7 - « Production d'une paire $c\bar{c}$ par fusion de partons. »

FIG. 5.8 - « Formation de la résonance J/ψ . »

cette neutralisation de couleur est estimée à [Kharzeev95a] :

$$\tau_8 \sim \frac{1}{\sqrt{2}m_c k_0} \gg \tau_c$$

où k_0 est l'énergie du gluon additionnel.

Ces deux échelles de temps très différentes autorisent la séparation de la section efficace de production des charmonia en un produit de deux termes distincts, tenant compte d'une part de la partie perturbative (formation de la paire $c\bar{c}$) et d'autre part de la partie non perturbative (formation de la résonance physique). Plusieurs modèles (modèles singlet ou octet de couleur) ont été proposés pour décrire la formation des charmonia. Les idées directrices de ces descriptions sont exposées aux paragraphes 5.9.2 et 5.9.3.

5.9.2 Modèle singlet de couleur

Dans le modèle singlet de couleur (CSM), le mécanisme dominant dans la production des charmonia est présumé être celui où la particule est produite à courte distance, dans un état singlet de couleur et de nombres quantiques bien définis (voir [Schuler95]). L'état de charmonium est décrit par l'état formé d'un quark et d'un anti-quark :

$$|h = n^{2S+1}L_j\rangle = |c\bar{c}(n^{2S+1}L_j)_1\rangle$$

de nombre quantique principal n , de moment angulaire L et de spin S . Cet état est décrit de manière satisfaisante par un potentiel similaire à celui introduit au chapitre 1. La section efficace de production s'écrit sous la forme factorisée :

$$\sigma[h = n^{2S+1}L_j] = P_{n,L} \times \sigma[c\bar{c}(n^{2S+1}L_j)]$$

où $P_{n,L}$ est un paramètre non-perturbatif, qui peut s'exprimer en terme de fonction d'onde radiale (ou de sa dérivée). Le terme $\sigma[c\bar{c}(n^{2S+1}L_j)]$ est la section efficace de production d'une paire $c\bar{c}$.

Ce modèle simple ne permet néanmoins pas de reproduire complètement les données. L'expérience CDF au Tevatron (voir [Cacciari95]) a mis en évidence une forte inconsistance entre les données expérimentales concernant la formation directe des charmonia et les prédictions de ce modèle (figure 5.9).

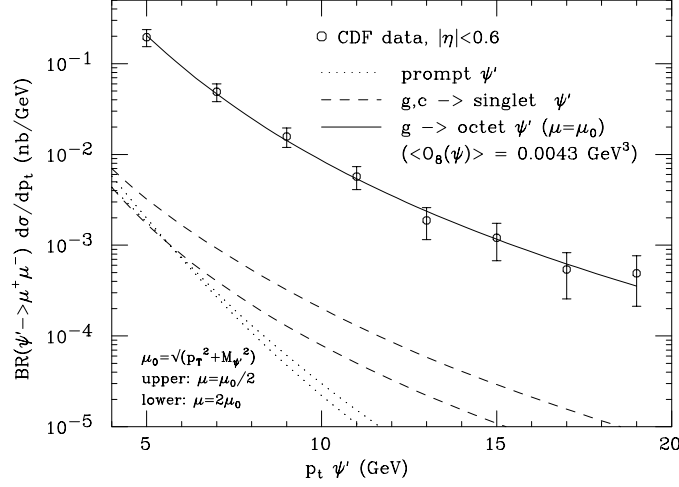


FIG. 5.9 - « Distribution en impulsion transverse p_{\perp} inclusive des ψ' directs. Comparaison des données expérimentales mesurées par l'expérience CDF (Tevatron) avec les prédictions des modèles singlet et octet de couleur. Extrait de [Cacciari95]. »

5.9.3 Mécanisme octet de couleur

Un traitement rigoureux de la production des charmonia a été récemment proposé par G.T. Bodwin, E. Braaten et G.P. Lepage [Bodwin95]. Dans leur formalisme, la section efficace s'exprime comme la somme de termes contenant chacun un facteur perturbatif (petites distances) et un élément de matrice contenant les effets non perturbatifs (à grandes distances) :

$$\sigma[h = n^{2S+1}L_j] = \sum_n \frac{F_n}{m^{\delta_n-4}} \langle 0 | \mathcal{O}_n^h | 0 \rangle$$

où F_n sont des coefficients calculables de manière perturbative dans le cadre de QCD. Les éléments de matrices $\langle 0 | \mathcal{O}_n^h | 0 \rangle$ sont définis de manière rigoureuse dans le cadre de l'approximation non relativiste de QCD (NRQCD, voir [Braaten97], par exemple). Les coefficients δ_n sont reliés à la dimension des opérateurs \mathcal{O}_n^h . Les éléments de matrice peuvent être soit extraits de données expérimentales, soit calculés sur réseau. Grâce à ces valeurs, les auteurs ont été capables de décrire de manière satisfaisante les données expérimentales, là où le modèle CSM est en échec (voir figure 5.9).

La principale différence entre cette factorisation et le modèle CSM est que ces opérateurs ne sont pas tous reliés à la production de paires $c\bar{c}$ singlet de couleur. Cette approche tient compte de la structure complète de l'état de charmonium sur l'espace de Fock. Le charmonium h est décrit comme une superposition d'états [Mangano95b]:

$$|h = n^{2S+1}L_j\rangle = O(1)|c\bar{c}(n^{2S+1}L_j)_1\rangle + O(v)|c\bar{c}(n^{2S+1}(L \pm 1)_j)_{8g}\rangle + \dots$$

où les indices (1) et (8) représentent l'état de couleur (singlet ou octet) de la paire $c\bar{c}$. Chaque composante est supprimée par une puissance de v (vitesse relative des quarks charmés). Le modèle CSM est retrouvé si on ne tient compte que de l'ordre le plus bas de cette décomposition. Dans le cadre de cette décomposition, l'état $|\psi\rangle$ du J/ψ s'écrit :

$$|\psi\rangle = a_0 |(c\bar{c})_1\rangle + a_1 |(c\bar{c})_8g\rangle + a_2 |(c\bar{c})_1gg\rangle + a'_2 |(c\bar{c})_8gg\rangle + \dots$$

L'état $|\psi\rangle$ est décomposé en une composante $c\bar{c}$ singlet de couleur (3S_1), une composante $c\bar{c}$ octet de couleur (1S_0 ou 3P_J) plus un gluon, etc. La décomposition des autres états du charmonium (ψ' , χ) est analogue. Dans tous les cas, le premier état d'ordre supérieur contient une paire $c\bar{c}$ octet de couleur et un gluon.

Ces composantes d'ordre supérieur correspondent à des corrections relativistes généralement petites sur la fonction d'onde. Néanmoins, leur rôle dans la production du charmonium est décisif. Si pour le processus de production (petite durée) ces composantes sont négligeables, pour les processus longs ces contributions deviennent dominantes. Dans le régime cinématique étudié, la production de charmonia implique la production préliminaire d'un état composite $|(c\bar{c})_8g\rangle$. Ce système quitte le champ du nucléon où il a été créé sous la forme d'un singlet de couleur $(c\bar{c})_8g$ et traverse le milieu nucléaire. Dans cette approche, la résonance se forme, par absorption du gluon supplémentaire, à l'extérieur du noyau. Le calcul de la section efficace d'absorption σ_{abs} n'est plus basé sur les interactions d'une paire $c\bar{c}$ dans la matière nucléaire, mais plutôt sur celle d'un état pré-résonant.

5.9.4 Interaction d'une paire $c\bar{c}$ dans la matière nucléaire

La section efficace σ_{abs} utilisée dans le modèle d'absorption nucléaire est la section efficace d'interaction $\sigma_{J/\psi-n}$ (où n représente un nucléon). Les interactions d'une paire $c\bar{c}$ dans la matière nucléaire s'étudient dans le cadre de QCD à petite distance (voir [Kharzeev94] par exemple), qui prédit une section efficace de la forme :

$$\sigma_{J/\psi-n}(s) \approx 2.5 \text{ mb} \times \left(1 - \left[\frac{2M_{J/\psi}(m_n + \epsilon_{J/\psi})}{s - M_{J/\psi}^2} \right] \right)^{6.5}$$

où $\epsilon_{J/\psi} = 2M_D - M_{J/\psi} \approx 0.64 \text{ GeV}$ est l'énergie de liaison du J/ψ et m_n la masse du nucléon et M_D la masse du D . Cette prédiction est en bon accord avec la valeur $\sigma_{J/\psi-n} = 2 - 3 \text{ mb}$ obtenue à partir des données issues de la photoproduction du J/ψ (voir [Kharzeev95c]). Néanmoins, la valeur de cette section efficace ne permet pas de reproduire la suppression de la section efficace de production du J/ψ dans les interactions noyau-noyau, qui requière une section efficace de l'ordre de 6-7 mb.

5.9.5 Interaction d'un état pré-résonant dans la matière nucléaire

Le modèle octet de couleur prédit la formation des charmonia par le biais de la production d'un état pré-résonant $|(c\bar{c})_8g\rangle$. Dans le cadre de ce modèle, la section efficace d'absorption est égale à

la section efficace d'interaction $(c\bar{c}g) - n$, quelque soit l'état final du charmonium ($J/\psi, \psi', \chi$, etc.). Sa taille, qui est estimée par la relation :

$$r_8 = \frac{1}{\sqrt{2}m_c\Lambda_{qcd}} \approx 0.25 \text{ fm}$$

est sensiblement celle du J/ψ ($r_\psi \approx 0.2 \text{ fm}$). Ces interactions sont donc similaires aux interactions $J/\psi - n$. Il existe néanmoins une différence importante. Les gluons échangés entre les systèmes $(c\bar{c})_{8g}$ et n en collision se couplent de manière prédominante avec les composantes g et $(c\bar{c})_8$ de l'état $|(c\bar{c})_{8g}\rangle$ plutôt qu'avec les composantes c et \bar{c} de la paire $c\bar{c}$. Les composantes g et $(c\bar{c})_8$ sont dans un état octet de couleur, contrairement aux composantes c et \bar{c} qui sont dans un état triplet. La constante de couplage s'en trouve multipliée par un facteur $9/4$ [Kharzeev95d]. La section efficace d'interaction est alors égale à la section efficace $\sigma_{J/\psi-n}$ multipliée par ce facteur :

$$\sigma_{abs} = \sigma_{(c\bar{c}g)-n} = \frac{9}{4}\sigma_{J/\psi-n} \approx 6 - 7 \text{ mb}$$

Cette valeur est **en accord quantitatif** avec la valeur expérimentale de la section efficace

$$\sigma_{abs}^{exp} = 6.3 \pm 1.2 \text{ mb}$$

pour laquelle le modèle d'absorption nucléaire décrit la suppression des taux de production du J/ψ mesurés par les collaborations NA51 et NA38.

5.10 Conclusion

Dans ce chapitre, les sections efficaces de production du J/ψ , du ψ' et du processus Drell-Yan produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon ont été extraites. Les valeurs ($\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}$ et K_{DY}) ont été comparées à celles mesurées dans les interactions entre systèmes plus légers par les collaborations NA51 et NA38.

Le facteur K_{DY} s'inscrit dans la systématique des mesures. Sa constance est une référence qui assure de l'absence de biais expérimentaux dans la détermination des sections efficaces absolues.

Les sections efficaces de production du J/ψ mesurées en réactions $p - A$, O-Cu, O-U et S-U par les expériences NA51 et NA38 montrent une suppression du J/ψ en fonction du produit $A \times B$ (ou de la longueur moyenne L parcourue par la résonance (ou un état pré-résonant) dans la matière nucléaire). Cette suppression peut être interprétée en terme d'absorption nucléaire dans l'état final de la réaction, où la section efficace d'absorption correspond aux interactions d'un état pré-résonant $|(c\bar{c})_{8g}\rangle$ avec la matière nucléaire non-déconfinée. Par rapport à ce résultat, la section efficace de production du J/ψ mesurée dans la réaction Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon présente une suppression *anormale*. La dépendance en énergie transverse E_\perp des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan est établie dans le chapitre 6.

6

Distributions en énergie transverse

Ce chapitre est consacré à l'établissement de la dépendance en énergie transverse des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan. Ces distributions sont comparées à un calcul tenant compte de l'absorption nucléaire.

6.1 Introduction

Les sections efficaces de production des mésons J/ψ et ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon ont été calculées au chapitre 5. Nous nous proposons, dans ce chapitre, d'établir la dépendance en énergie transverse E_\perp de ces sections efficaces. Les valeurs numériques sont rassemblées dans l'annexe B.

Le flux d'énergie transverse neutre E_\perp , mesuré par le calorimètre électromagnétique, donne la centralité des collisions. La dépendance en énergie transverse des sections efficaces permet donc l'étude des taux de production en fonction de la centralité des collisions, c'est-à-dire en fonction du nombre de participants de la collision, ou de la densité d'énergie atteinte dans les collisions.

6.2 Distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan

La figure 4.5 représente la distribution en masse invariante des paires de muons de signe opposé. On définit la distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan associée aux événements de masse supérieure à $M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$:

$$\left. \frac{dN}{dE_\perp} \right|_{\text{DY}} = \left(\frac{dN}{dE_\perp} \right)_{M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ (GeV}/c^2)}$$

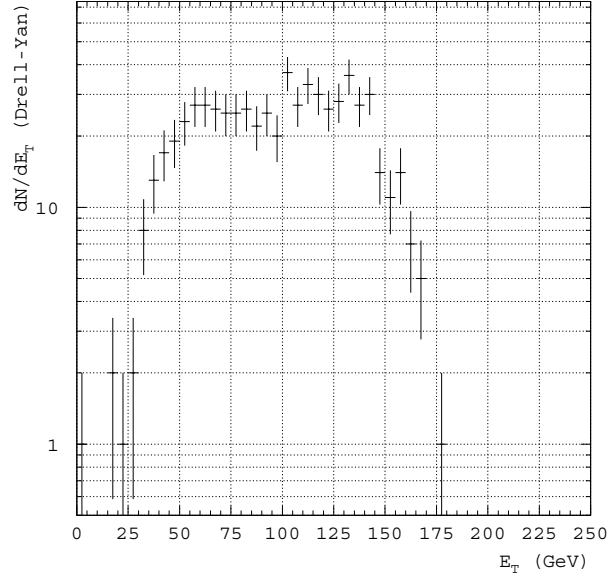


FIG. 6.1 - « Distribution en énergie transverse E_{\perp} des événements associés au processus Drell-Yan dans la région de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$. »

Cette distribution est représentée sur la figure 6.1. La variation de la section efficace de production avec l'énergie transverse est :

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}}{dE_{\perp}} = \mathcal{N}_{\sigma}^{\text{DY}} \times \frac{dN}{dE_{\perp}} \Big|_{\text{DY}} \times \frac{1}{\varepsilon_{1\dots 7}^{\text{DY}}(E_{\perp})}$$

où la distribution $dN/dE_{\perp}|_{\text{DY}}$ est corrigée de l'efficacité d'identification du vertex $\varepsilon_{1\dots 7}$ calculée au chapitre 3, et où le facteur $\mathcal{N}_{\sigma}^{\text{DY}}$ normalise $d\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}/dE_{\perp}$ de manière que l'intégrale sur l'énergie transverse de cette distribution soit égale à la section efficace $\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}$:

$$\int \left(\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}}{dE_{\perp}} \right) dE_{\perp} = \sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}} = 0.189 \mu b$$

La figure 6.2 représente le résultat de la mesure donnant la section efficace ($M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$) en fonction de l'énergie transverse E_{\perp} .

On constate que sur le domaine en énergie transverse $40 \leq E_{\perp} \leq 140 \text{ (GeV)}$, la section efficace est constante, et vaut approximativement :

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}}{dE_{\perp}} = 0.0016 \mu b \cdot \text{GeV}^{-1} \quad (40 \leq E_{\perp} \leq 140 \text{ (GeV)})$$

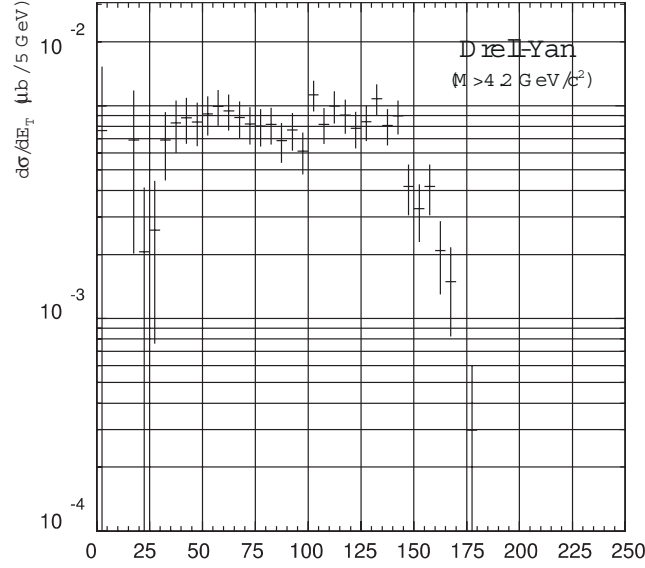


FIG. 6.2 - « Dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du processus Drell-Yan ($M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$) dans les interactions Pb-Pb à $158 \text{ GeV}/c$ par nucléon. Chaque intervalle en E_\perp représente 5 GeV . »

6.3 Distribution en énergie transverse de la résonance J/ψ

Nous nous plaçons, pour le calcul de la distribution en énergie transverse du J/ψ , dans le domaine de masse invariante suivant :

$$M_\psi = [2.7 \cdots 3.5] \text{ (GeV}/c^2\text{)}$$

Dans cette zone, la distribution en masse invariante des dimuons de signe opposé est la somme des contributions (voir figure 6.3-a) de cinq processus :

- la désintégration $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$;
- le processus Drell-Yan $q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$;
- la désintégration $\psi' \longrightarrow \mu^+ \mu^-$;
- le processus $D\bar{D} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$;
- le processus $(\pi^\pm, K^\pm) \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ (bruit de fond).

Les processus $\psi' \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ et $D\bar{D} \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ contribuent pour moins de 1% dans la région de masse invariante M_ψ . Ils sont négligés pour l'extraction de la distribution $dN/dE_\perp|_{J/\psi}$ des événements associés au J/ψ . Dans ces conditions, la distribution s'écrit :

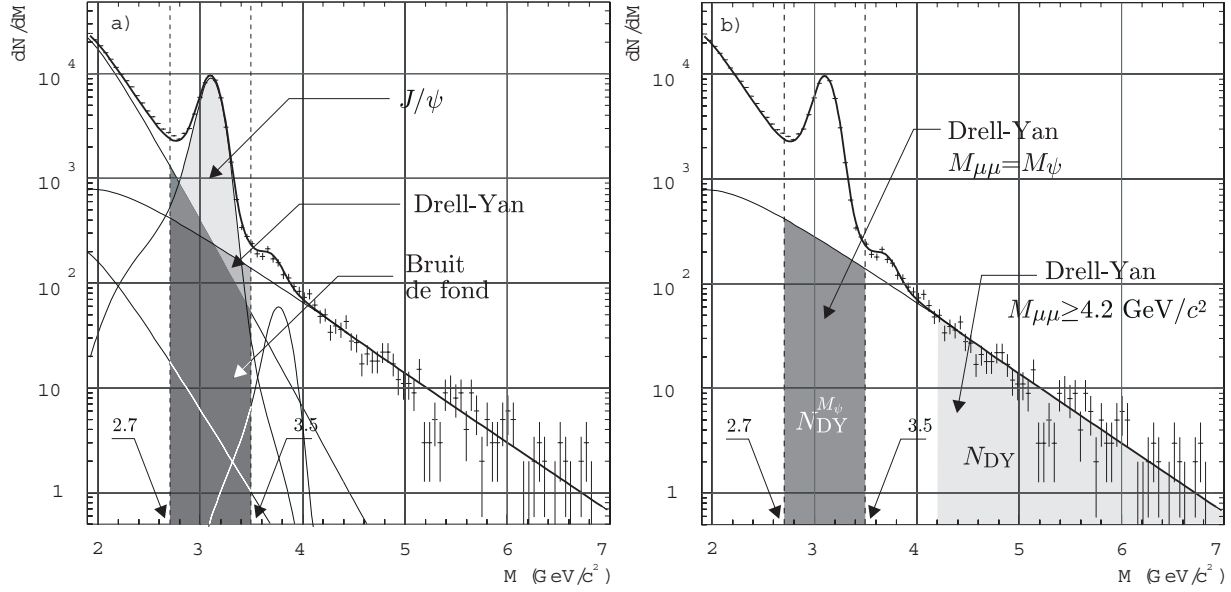


FIG. 6.3- a - « Distribution en masse invariante des dimuons de signe opposé. Dans la zone de masse $M_\psi = [2.7 \dots 3.5] \text{ (GeV}/c^2)$ la distribution est la somme des contributions dues à la désintégration du J/ψ , au processus Drell-Yan, à la désintégration du ψ' , à la production de charme $D\bar{D}$ et au bruit de fond. Les contributions ψ' et $D\bar{D}$ sont négligées pour le calcul de la dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du J/ψ . »

b - « La distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan dans le région de masse $M_\psi = [2.7 \dots 3.5] \text{ (GeV}/c^2)$ est égale à la distribution en énergie transverse au-delà de $4.2 \text{ GeV}/c^2$, normalisée par le rapport $N_{DY}^{M_\psi}/N_{DY}$. »

$$\frac{dN}{dE_\perp} \Big|_{J/\psi}^{M_\psi} \neq \frac{dN}{dE_\perp} \Big|^{M_\psi} - \left[\frac{dN}{dE_\perp} \Big|_{DY}^{M_\psi} + \frac{dN}{dE_\perp} \Big|_{fond}^{M_\psi} \right] \quad (6.1)$$

où $dN/dE_\perp|^{M_\psi}$ est la distribution en énergie transverse totale dans l'intervalle de masse M_ψ .

Les distributions $dN/dE_\perp|_{DY}^{M_\psi}$ et $dN/dE_\perp|_{fond}^{M_\psi}$ sont, respectivement, les distributions en énergie transverse associées au processus Drell-Yan et au bruit de fond dans la région de masse invariante M_ψ .

La distribution $dN/dE_\perp|_{fond}^{M_\psi}$ est calculée à partir des distributions en énergie transverse des muons de signe identique $\mu^+\mu^+$ et $\mu^-\mu^-$, par la méthode détaillée dans le chapitre 4 :

$$\left. \frac{dN}{dE_{\perp}} \right|_{fond}^{M_{\psi}} = 2 \left[\left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dE_{\perp}} \frac{dN_{--}}{dE_{\perp}}} \right)_{\oplus}^{M_{\psi}} + \left(\sqrt{\frac{dN_{++}}{dE_{\perp}} \frac{dN_{--}}{dE_{\perp}}} \right)_{\ominus}^{M_{\psi}} \right]$$

La distribution $dN/dE_{\perp}|_{DY}^{M_{\psi}}$ associée au processus Drell-Yan dans la région de masse M_{ψ} est estimée à partir de la distribution $dN/dE_{\perp}|_{DY}^{M \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2}$ (voir figure 6.3-b), en faisant l'hypothèse que la forme de ces distributions est indépendante de la masse.

La distribution $dN/dE_{\perp}|_{DY}^{M_{\psi}}$ est alors proportionnelle à $dN/dE_{\perp}|_{DY}^{M \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2}$ et s'écrit :

$$\left. \frac{dN}{dE_{\perp}} \right|_{DY}^{M_{\psi}} = K \times \left. \frac{dN}{dE_{\perp}} \right|_{DY}^{M \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2}$$

où le facteur de normalisation K s'écrit :

$$K = \frac{N_{DY}^{M_{\psi}}}{N_{DY}} \sim 3.1 \text{ avec } \begin{cases} N_{DY}^{M_{\psi}} = \int_{2.7}^{3.5} \left. \frac{dN}{dM} \right|_{DY} dM \\ N_{DY} = \int_{4.2}^{\infty} \left. \frac{dN}{dM} \right|_{DY} dM \end{cases}$$

Les distributions $dN/dE_{\perp}|_{M_{\psi}}$, $dN/dE_{\perp}|_{fond}^{M_{\psi}}$ et $dN/dE_{\perp}|_{DY}^{M_{\psi}}$ sont représentées sur la figure 6.4-a. La distribution résultante $dN/dE_{\perp}|_{J/\psi}^{M_{\psi}}$ est représentée sur la figure 6.4-b.

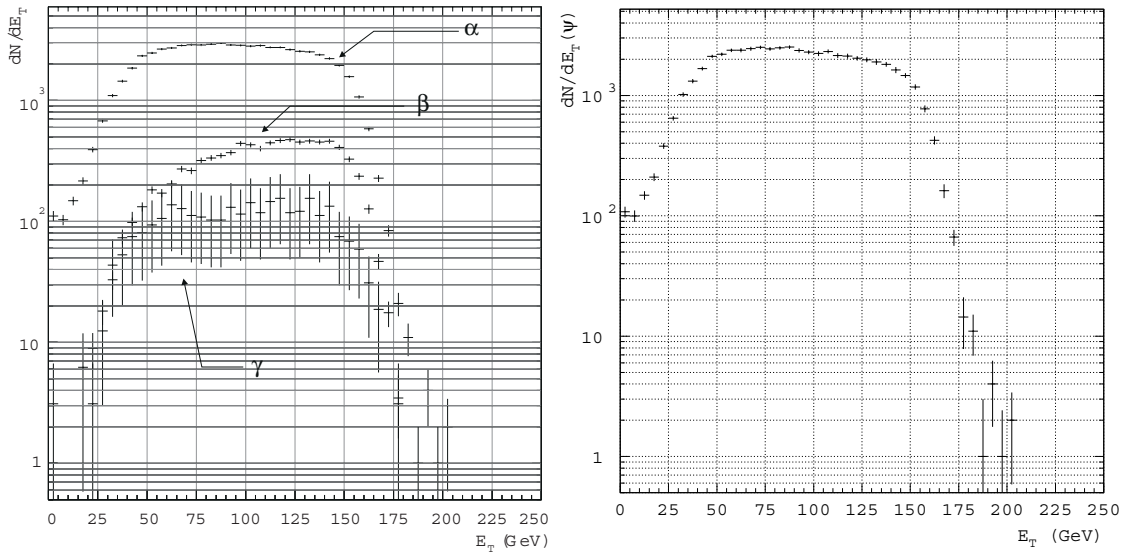


FIG. 6.4- a - « Distributions en énergie transverse totale (α), du bruit de fond (β) et du processus Drell-Yan (γ), dans la région de masse invariante M_{ψ} . »
b - « Distribution en énergie transverse associée à la production de J/ψ . »

La variation de la section efficace de production du J/ψ en fonction de l'énergie transverse s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_{\perp}} = \mathcal{N}_{\sigma}^{J/\psi} \times \frac{dN}{dE_{\perp}} \Big|_{J/\psi}^{M_{\psi}} \times \frac{1}{\varepsilon_{1\dots 7}^{J/\psi}(E_{\perp})}$$

Le facteur $\mathcal{N}_{\sigma}^{J/\psi}$ normalise la distribution de sorte que l'intégrale sur l'énergie transverse de $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_{\perp}$ soit égale à la section efficace de production du J/ψ , restreinte à la région de masse M_{ψ} :

$$\int \left(\frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_{\perp}} \right) dE_{\perp} = \sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} \Big|^{M_{\psi}}$$

La section efficace $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} \Big|^{M_{\psi}}$ de production du J/ψ restreinte à la région de masse invariante M_{ψ} est définie par :

$$\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} \Big|^{M_{\psi}} = \sigma_{\mu\mu}^{J/\psi} \times \frac{N_{\psi}^{M_{\psi}}}{N_{\psi}} \text{ avec } \begin{cases} N_{\psi}^{M_{\psi}} = \int_{2.7}^{3.5} \frac{dN}{dM} \Big|_{J/\psi} dM \\ N_{\psi} = \int_{0.0}^{\infty} \frac{dN}{dM} \Big|_{J/\psi} dM \end{cases}$$

où $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}$ est la section efficace de production du J/ψ calculée au chapitre 5 et $dN/dM|_{J/\psi}$ la fonctionnelle ajustant la distribution en masse du J/ψ , définie au chapitre 4. Le rapport $N_{\psi}^{M_{\psi}}/N_{\psi}$ est égal à :

$$\frac{N_{\psi}^{M_{\psi}}}{N_{\psi}} \sim 0.91$$

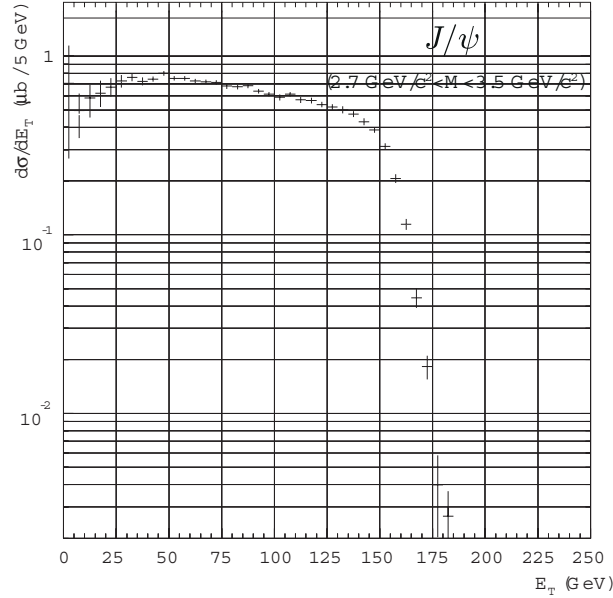


FIG. 6.5 - « Section efficace de production du J/ψ en fonction de l'énergie transverse E_{\perp} . Chaque canal E_{\perp} en représente 5 GeV. »

La figure 6.5 représente la distribution de la section efficace de production du J/ψ dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c en fonction de l'énergie transverse E_\perp . Elle passe de la valeur $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp \sim 0.15 \mu b \cdot \text{GeV}^{-1}$ pour $E_\perp = 40$ GeV à la valeur $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp \sim 0.10 \mu b \cdot \text{GeV}^{-1}$ à 140 GeV, montrant la décroissance de la production de la résonance lorsque E_\perp augmente.

6.4 Rapport des distributions en énergie transverse

La dépendance en énergie transverse des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan a été extraite aux paragraphes 6.2 et 6.3. Le rapport des distributions expérimentales associées au J/ψ et au processus Drell-Yan en fonction de E_\perp s'écrit :

$$R_{\text{DY}}^\psi = \frac{dN}{dE_\perp} \Big|_{J/\psi} \Big/ \frac{dN}{dE_\perp} \Big|_{\text{DY}}$$

Le rapport R_{DY}^ψ est important, car il permet de quantifier la suppression de la production du J/ψ relativement au processus Drell-Yan (figure 6.6-a).

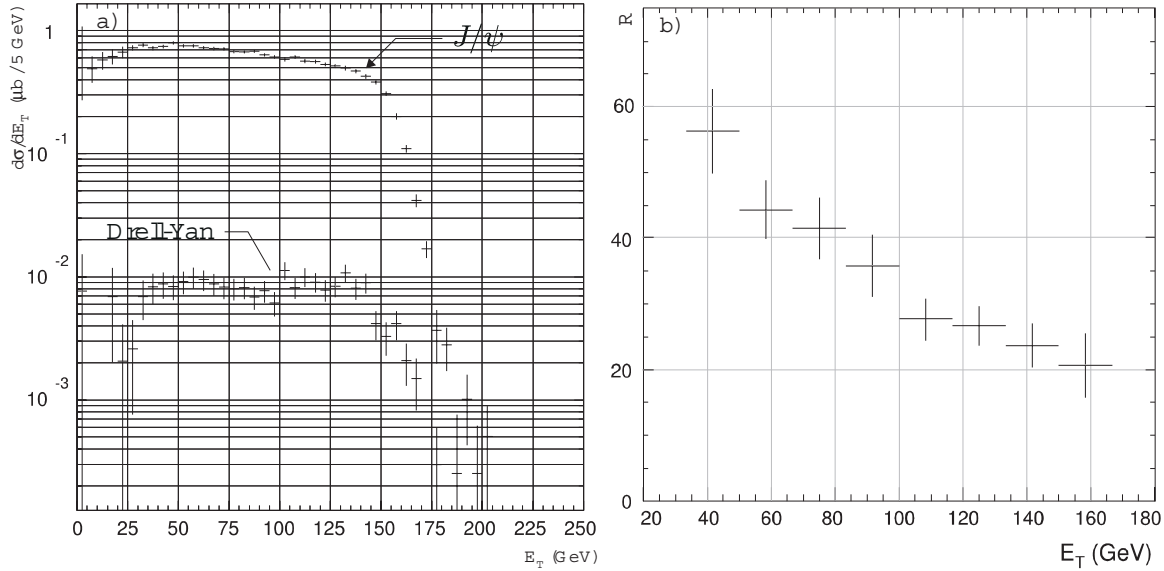


FIG. 6.6- a - « Distributions en énergie transverse associées à la production du J/ψ (a) et au processus Drell-Yan (b) dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon (les intervalles en énergie transverse ont une largeur de 5 GeV). »

b - « Rapport des distributions en énergie transverse des événements associés à la production du J/ψ et du processus Drell-Yan (les intervalles en énergie transverse ont une largeur de 16.7 GeV). »

La figure 6.6-b représente le rapport R_{DY}^ψ en fonction de l'énergie transverse E_\perp . Dans cette représentation, les intervalles en énergie transverse sur lesquelles les distributions $dN/dE_\perp|_{J/\psi}$ et $dN/dE_\perp|_{\text{DY}}$ ont été calculées ont une largeur de 16.7 GeV.

La section efficace différentielle $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp(E_\perp)$ associée à la production de J/ψ présente une forte décroissance, qui est dépendante de l'énergie transverse E_\perp (donc de la centralité des collisions). Ce comportement est illustré par le rapport R_{DY}^ψ dont les valeurs prises pour $E_\perp = 40$ GeV et $E_\perp = 140$ sont indiquées dans le tableau 6.1.

	$E_\perp = 40$ GeV	$E_\perp = 140$ GeV
$R_{\text{DY}}^\psi(E_\perp)$	56 ± 5	25 ± 5

TAB. 6.1 - « Valeurs mesurées du rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan pour $E_\perp = 40$ GeV et $E_\perp = 140$ GeV. »

6.5 Suppression anormale de la résonance J/ψ

Les sections efficaces intégrées de production du J/ψ et du processus Drell-Yan ont été calculées au chapitre précédent. La comparaison avec les sections efficaces mesurées dans des systèmes en interaction plus légers montre une suppression *anormale* du taux de production du J/ψ relativement au phénomène d'absorption nucléaire. Nous nous proposons de comparer les distributions en énergie transverse associées à la production du J/ψ et du processus Drell-Yan, établies dans ce chapitre, à l'absorption nucléaire dans une approche simple.

Dans le modèle de Glauber, la section efficace différentielle d'un processus p s'écrit :

$$\frac{d^2\sigma_{AB}^p}{db^2} = \sum_{i=1}^{AB} \binom{AB}{i} \left[T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^p \right]^i \left[1 - T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^p \right]^{AB-i}$$

où σ_{nn}^p est la section efficace nucléon-nucléon et $T_{AB}(\vec{b})$ la fonction de recouvrement définie au chapitre précédent. Si on considère que le premier terme de cette somme est dominant (voir [Wong94]), alors l'expression se réduit à :

$$\frac{d^2\sigma_{AB}^p}{db^2} = (A \times B) T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^p$$

Grâce à cette simplification, on peut écrire les sections efficaces différentielles de production du processus Drell-Yan et du J/ψ sous la forme :

$$\begin{cases} \frac{d^2\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}}{db^2} = (A \times B) T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{\text{DY}} \\ \frac{d^2\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{db^2} = (A \times B) T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times S_{AB}(\vec{b}) \end{cases}$$

où $S_{AB}(\vec{b})$ est la probabilité de survie introduite au chapitre 5. Les distributions en énergie transverse associées sont alors simplement la convolution de ces expressions par la probabilité $p(E_\perp, b)$ de produire une énergie transverse E_\perp à un paramètre d'impact b donné :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\sigma_{\mu\mu}^{\text{DY}}}{dE_\perp} \propto \iint d^2b T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{\text{DY}} \times p(E_\perp, \vec{b}) \\ \frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_\perp} \propto \iint d^2b T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times S_{AB}(\vec{b}) \times p(E_\perp, \vec{b}) \end{array} \right.$$

La probabilité $p(E_\perp, b)$ est paramétrisée par la forme gaussienne [Ftáčnic87] de moyenne $N_p(\vec{b}) \times \epsilon$ et de variance $\omega \times \epsilon^2 \times N_p(\vec{b})$:

$$p(E_\perp, b) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\omega \times \epsilon^2 \times N_p(\vec{b})}} \exp \left(-\frac{(E_\perp - \epsilon \times N_p(\vec{b}))^2}{2 \times \omega \times \epsilon^2 \times N_p(\vec{b})} \right)$$

où ϵ et ω sont deux paramètres ajustables [Baglin90] et $N_p(\vec{b})$ le nombre de participants à la réaction

$$N_p(\vec{b}) = \iint d^2r n_p(\vec{r}, \vec{b})$$

où la densité de participants $n_p(\vec{r}, \vec{b})$ est définie par :

$$n_p(\vec{r}, \vec{b}) = AT_A(\vec{r}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_{nn} T_B(\vec{b} - \vec{r})]^B \right\} + BT_B(\vec{b} - \vec{r}) \left\{ 1 - [1 - \sigma_{nn} T_A(\vec{r})]^A \right\} \quad (6.2)$$

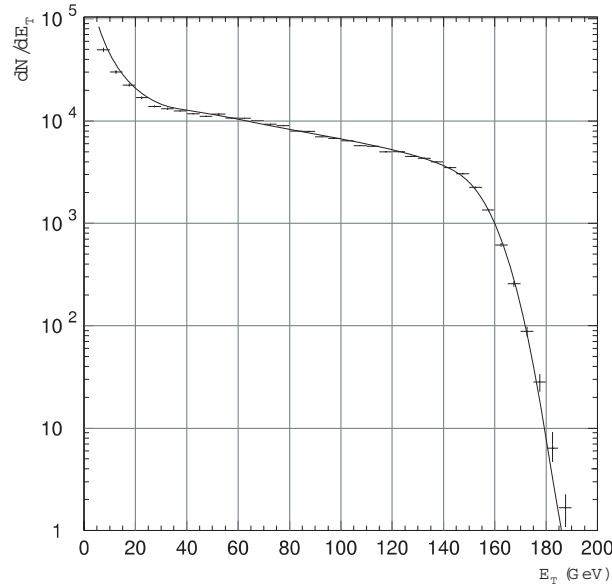


FIG. 6.7 - « Distribution en énergie transverse associée à un lot d'événements sans conditions (« minimum bias »). La courbe représente l'ajustement de ce spectre par la relation (6.3). »

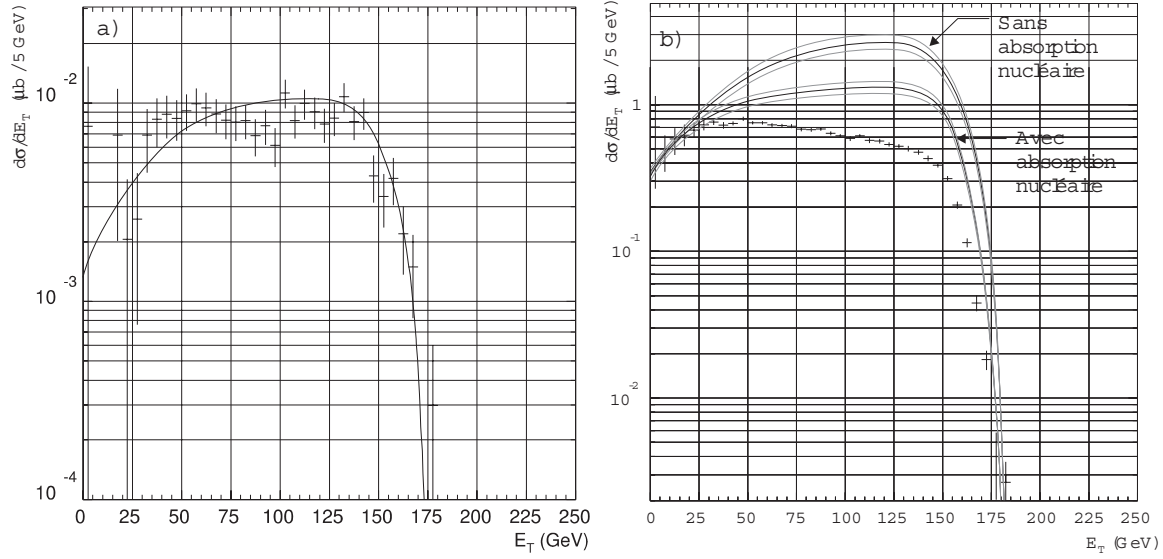


FIG. 6.8- *a* - « Distribution en énergie transverse associée à la production du processus Drell-Yan. La courbe représente l'ajustement par la relation (6.4). »
b - « Comparaison du spectre en énergie transverse $dN/dE_{\perp}|_{J/\psi}^{M_{\psi}}$ avec le calcul, effectué avec et sans absorption (formes (6.5)). Les courbes en pointillés représentent l'erreur sur la normalisation de ces courbes. »

où $\sigma_{nn} \approx 32$ mb est la section efficace inélastique nucléon-nucléon. La variable ϵ est l'énergie créée en moyenne à chaque collision, et ω traduit la fluctuation de ϵ . La relation

$$E_{\perp}(\vec{b}) = \epsilon N_p(\vec{b})$$

établit la relation entre l'énergie transverse associée à une collision à un paramètre d'impact donné et le nombre moyen $N_p(b)$ de nucléons participant à la réaction. Les paramètres ϵ et ω sont deux caractéristiques du calorimètre électromagnétique. Ces constantes sont fixées par un ajustement sur la distribution en E_{\perp} pour un lot d'événements sans conditions (« *minimum bias* »). Dans ce cas, la distribution en énergie transverse peut être ajustée par la relation :

$$\frac{d\sigma^{min-bias}}{dE_{\perp}} \propto \iint d^2b \left[1 - (1 - \sigma_{nn} T_{AB}(\vec{b}))^{AB} \right] p(E_{\perp}, \vec{b}) \quad (6.3)$$

Le spectre en énergie transverse (« *minimum bias* ») est représenté sur la figure 6.7. Les paramètres ($\epsilon \sim 0.4$ GeV et $\omega \sim 1.43$) issus de la minimisation permettent de reproduire cette distribution de manière satisfaisante. Ces paramètres étant fixés, le modèle peut être appliqué à la distribution dN^{DY}/dE_{\perp} associée au processus Drell-Yan ($M_{\mu\mu} \geq 4.2$ GeV/ c^2). La figure 6.8-a représente cette distribution, ajustée par la relation

$$f^{DY}(E_{\perp}) = \mathcal{N}_{E_{\perp}}^{DY} \iint d^2b T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{DY} \times p(E_{\perp}, \vec{b}). \quad (6.4)$$

La forme de la distribution est, compte tenu de la faible statistique, convenablement reproduite par ce modèle simple. Il peut alors être appliqué à la distribution en énergie transverse associée à

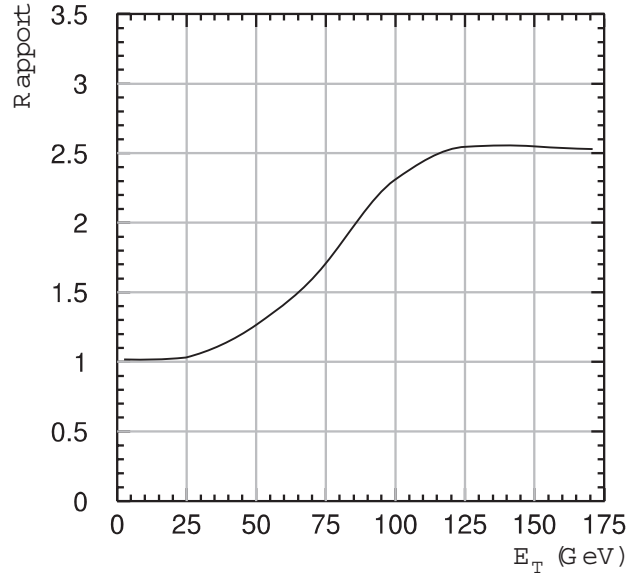


FIG. 6.9 - « Rapport de la prédiction du modèle de Glauber (avec absorption nucléaire) à la distribution $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_{\perp}$. »

la production du J/ψ . Sur la figure 6.8-b est représenté l'ajustement de $d\sigma/dE_{\perp}|_{J/\psi}^{M_{\psi}}$ par les deux fonctions suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} f^{J/\psi}(E_{\perp}) = \mathcal{N}_{E_{\perp}}^{J/\psi} \iint d^2b T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times p(E_{\perp}, \vec{b}) \\ f_{abs}^{J/\psi}(E_{\perp}) = \mathcal{N}_{E_{\perp}}^{J/\psi} \iint d^2b T_{AB}(\vec{b}) \times \sigma_{nn}^{J/\psi} \times S_{AB}(\vec{b}) \times p(E_{\perp}, \vec{b}) \end{array} \right. \quad (6.5)$$

La première fonction est la réplique de la fonction (6.4) appliquée au processus Drell-Yan. La deuxième tient compte de l'absorption nucléaire (voir chapitre 5). Dans ce calcul, la probabilité de survie $S(b)$, définie au chapitre 5, est interpolée à partir de valeurs calculées avec la section efficace d'absorption $\sigma_{abs} = 7.3$ mb. La norme $\mathcal{N}_{E_{\perp}}^{J/\psi}$, commune aux deux fonctions, est le produit du rapport des sections efficaces $\sigma_{nn}^{J/\psi}$ et σ_{nn}^{DY} par la norme $\mathcal{N}_{E_{\perp}}^{DY}$ donnée par l'ajustement de la distribution associée au processus Drell-Yan :

$$\mathcal{N}_{E_{\perp}}^{J/\psi} = \mathcal{N}_{E_{\perp}}^{DY} \times \frac{\sigma_{nn}^{J/\psi}}{\sigma_{nn}^{DY}} \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{nn}^{J/\psi} = \left(\sigma_{pp}^{J/\psi}(200 \text{ GeV}/c) \times C_{sch} \right) \frac{N_{\psi}^{M_{\psi}}}{N_{\psi}} \\ \sigma_{nn}^{DY} = \frac{\sigma_{\mu\mu}^{DY}}{A \times B} = (4.4 \pm 0.2) \times 10^{-6} \mu\text{b} \end{array} \right.$$

où $\sigma_{\mu\mu}^{DY}$ est la section efficace du processus Drell-Yan issue de ce travail (page 83) et où $\sigma_{pp}^{J/\psi}(200 \text{ GeV}/c) = 2.10 \pm 0.15$ nb [Abreu97] est la section efficace de production du J/ψ mesurée dans les interactions proton-proton par la collaboration NA51. Le facteur $C_{sch} \sim 0.76$ (voir [Abreu97] par exemple) est la correction de Schuler qu'il faut appliquer pour se ramener à 158

GeV/c. Dans cette expression, le rapport $N_\psi^{M_\psi}/N_\psi \sim 0.91$ (voir page 102) permet de ramener la section efficace $\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}$ au domaine de masse M_ψ . L'erreur induite sur le norme $\mathcal{N}_{E_\perp}^{J/\psi}$ par l'incertitude sur les sections efficaces est reportée sur la figure 6.8-b (enveloppes en pointillés) où sont représentées les prédictions du modèle avec et sans absorption nucléaire.

La fonction $f^{J/\psi}(E_\perp)$ ne rend naturellement pas compte de la distribution, puisqu'elle ne tient pas compte de l'absorption nucléaire. Pour autant, le second calcul, qui prend en compte ce phénomène, ne permet **pas** de reproduire les données. On observe clairement (figure 6.8-b) une suppression du taux de production du J/ψ qui s'étend au-delà de l'absorption nucléaire. Le rapport de la prédiction du modèle de Glauber incluant l'absorption nucléaire à la distribution expérimentale $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp$ est représentée sur la figure 6.9.

Cette suppression *anormale*, qui croît avec l'énergie transverse E_\perp , peut être quantifiée par le rapport r_ψ des nombres d'événements associés à la production de J/ψ mesurée et estimée à partir du modèle d'absorption :

$$r_\psi^{exp} = \frac{\int \frac{d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}}{dE_\perp} dE_\perp}{\int f_{abs}^{J/\psi}(E_\perp) dE_\perp} \approx 0.7$$

6.6 Interprétations

La mesure des dimuons dans la réaction Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon montre une suppression anormale de la production de la résonance J/ψ relativement à l'absorption nucléaire (voir chapitre 5). Celle-ci décrit pourtant de manière satisfaisante le taux de production pour les systèmes plus légers. La mesure de la distribution en énergie transverse associée au J/ψ montre que cette suppression anormale augmente avec E_\perp , c'est-à-dire avec la centralité de la collision.

Les données Pb-Pb ne peuvent donc être décrites par l'absorption nucléaire seule. Elle mettent en évidence l'existence d'un mécanisme de suppression additionnel dépendant de la centralité (ou de la densité d'énergie). Des interprétations de ce phénomène en terme purement hadronique ou en terme de transition de phase de déconfinement ont été proposées par différents auteurs, et sont exposées brièvement dans les paragraphes suivants.

6.6.1 Interactions avec les particules comobiles à la réaction

Cette approche interprète le surplus de suppression par une dissociation dans un milieu hadronique. Considérons un état lié du charmonium formé dans la collision des deux noyaux, au repos dans le centre de masse. Pour une énergie $\sqrt{s} \sim 17$ GeV dans le centre de masse, la distribution des nucléons est contractée le long de l'axe du faisceau en un disque de 1-2 fm d'épaisseur. Après 0.5 à 1 fm/c, les nucléons ont pour la plupart traversé la région de formation du charmonium, donnant lieu à l'absorption nucléaire. Après ce temps, le charmonium se retrouve à l'intérieur du milieu

chaud produit par la collision.

Il est tentant d'introduire un second terme de suppression causé par la diffusion avec le flot de mésons produits dans la collision, et accompagnant à le charmonium. On définit alors une probabilité de survie

$$S_{co} = e^{-(A-1)\sigma_{co} \int -d\tau \rho_{co}(E_{\perp}) v_{rel}} \quad (6.6)$$

où $\rho_{co}(E_{\perp})$ est la densité de particules comobiles à la réaction (« *comovers* »), τ le temps dans le référentiel du charmonium et v_{rel} la vitesse relative des *comovers*. La densité de *comovers* est approximativement proportionnelle³⁰ à l'énergie transverse :

$$\rho_{co}(E_{\perp}) \propto E_{\perp} \quad (6.7)$$

L'effet de suppression a lieu de manière continue, sur toute la gamme en E_{\perp} . Elle peut être exprimée sous la forme :

$$\frac{\sigma_{AB}^{J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{A \times B} \propto e^{-\sigma_{abs} \rho_0 L} \times e^{-\beta E_{\perp}}$$

où le paramètre β regroupe tous les termes différents de E_{\perp} dans l'exponentielle (6.5). En faisant l'hypothèse que le processus dominant dans la dissociation du J/ψ est (voir [Gavin96a])

$$\rho + J/\psi \longrightarrow D + \bar{D}$$

et que les *comovers* influent depuis le temps de création $\tau_0 \sim 2 \text{ fm}/c$ jusqu'au temps de découplage $\tau_F \sim R_A/v_{rel}$ (où $v_{rel} \sim 0.6c$ est la vitesse relative $J/\psi - \rho$), la probabilité de survie devient

$$S_{co} = e^{-\sigma_{co} \times v_{rel} \rho_{co} \tau_0 \ln(R_A/v_{rel} \tau_0)}$$

où $\rho_{co} \sim 1 \text{ fm}^{-3}$ et $\sigma_{co} \sim 2/3 \times \sigma_{abs}$. Dans leur description, S. Gavin et R. Vogt [Gavin96a], en utilisant la valeur

$$\sigma_{abs} \approx 4.8 \text{ mb}$$

semblent être satisfaits de leur description des données expérimentales. Dans cette approche, la différence essentielle entre le système Pb-Pb et les systèmes plus légers tiendrait à la durée de vie $\tau = R_A/v_{rel} - \tau_0$ du milieu hadronique créé, le rayon R_A du noyau incident passant de 6.6 fm à 3.6 fm (dans le cas d'interactions S-U).

Il convient néanmoins de tempérer ces résultats vis à vis des paramètres introduits dans le modèle (en particulier les valeurs prises par la densité de *comovers* ρ_{co} et la section efficace d'absorption nucléaire σ_{abs}). La valeur de la densité ρ_{co} est élevée, mais reste tout à fait compatible avec les densités extraites des modèles de corde ou de cascades, appliqués aux ions lourds ultrarelativistes (voir [Kharzeev96b]). Par contre, la valeur utilisée pour la section efficace d'absorption diffère très sensiblement de la valeur

$$\sigma_{abs}^{exp} = 6.3 \pm 1.2 \text{ mb}$$

30. En réalité, la densité ρ_{co} est proportionnelle à la densité de nucléons touchés, donnée par le modèle de Glauber.

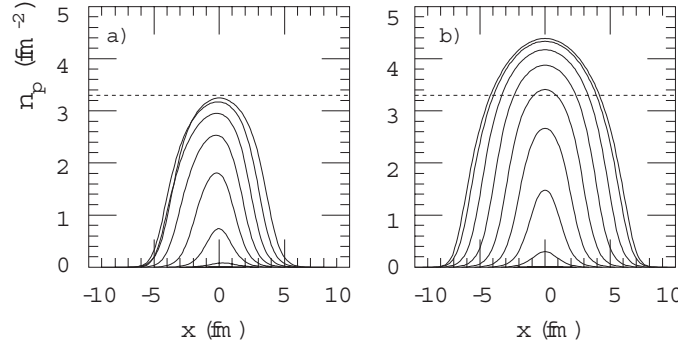


FIG. 6.10- Densité n_p de participants, dans le plan transverse à la réaction, pour différentes valeurs du paramètre d'impact ($b = 0, 2, 4, \dots$ fm). Extrait de [Blaizot96].

a - « Système S-U. »

b - « Système Pb-Pb. La ligne pointillée représente la densité de participants maximale atteinte dans le système S-U. »

expérimentale. Rappelons que cette valeur est tirée du modèle d'absorption, qui semble décrire de manière convenable les données $p - A$, où l'effet des *comovers* est naturellement absent. Il semble d'autre part (voir [Kharzeev96b]) que l'hypothèse simplificatrice (6.7) entraîne un biais dans le calcul.

6.6.2 Formation d'un milieu déconfiné

Dans l'interprétation de la suppression *anormale* du J/ψ dans la matière nucléaire dense, la différence essentielle entre l'absorption par les particules comobiles à la réaction et le déconfinement de couleur est que, pour la première, l'effet est continu (quelques soient les conditions cinématiques) alors que, pour la seconde, l'effet n'a lieu qu'au-delà d'un seuil critique (transition de phase).

Vis-à-vis de l'hypothèse de transition de déconfinement, la région d'interaction consiste en une région chaude (intérieure) où les charmonia peuvent être dissociés, et une région froide (extérieure) qui les laisse intacts. Dans ces conditions, la suppression du J/ψ est déterminée par les propriétés du milieu où il a été créé. Ces propriétés sont gouvernées par la densité d'énergie dans le plan transverse, qui est liée à la densité de participants $n_p(\vec{r}, \vec{b})$ [Blaizot96] définie par la relation (6.2). Les figures 6.9-a et 6.9-b représentent cette densité, calculée dans le cas des réactions S-U et Pb-Pb. Si les densités d'énergie moyenne produites dans les collisions centrales S-U et Pb-Pb sont sensiblement les mêmes, la densité maximale atteinte dans les réactions Pb-Pb est environ 35% plus grande (voir figures 6.9).

On peut alors représenter l'effet de la formation d'un plasma de quarks et de gluons en faisant l'hypothèse qu'un J/ψ produit au point \vec{r} est entièrement détruit si la densité en ce point excède une valeur critique n_c . La probabilité de survie correspondante s'écrit :

$$S_{AB}(\vec{b}) \propto \iint d\vec{r} \left(1 - e^{-\sigma_{abs} A \times T_A(\vec{r})} \right) \left(1 - e^{-\sigma_{abs} B \times T_B(\vec{b}-\vec{r})} \right) \times \theta(n_c - n_p(\vec{r}))$$

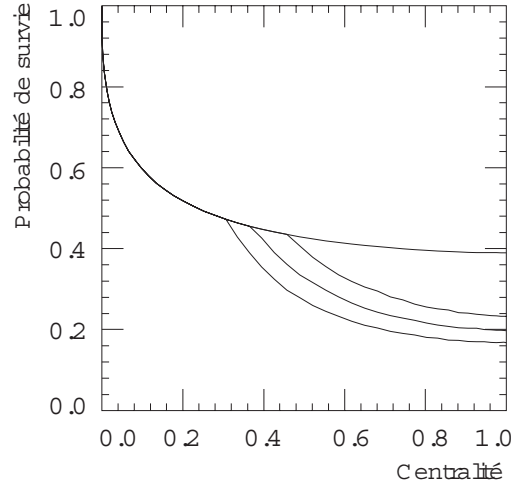


FIG. 6.11 - « Probabilité de survie du J/ψ produit dans les collisions $Pb-Pb$, pour différentes valeurs de la densité critique n_c . Les trois courbes représentent l'effet du plasma correspondant à $n_c = 3.7$, 3.5 et 3.3 . Extrait de [Blaizot96]. »

Cette probabilité est représentée sur la figure 6.10 pour différentes valeurs de n_c . Dans cette représentation, la valeur de la section efficace d'absorption nucléaire choisie est

$$\sigma_{abs} = 6.2 \text{ mb}$$

Pour une densité critique de l'ordre de 3.3 fm^{-3} (correspondant à la valeur maximale atteinte dans un système S-U), le rapport r_ψ (voir paragraphe §6.5) est :

$$r_\psi^{th} = 0.66$$

Cette valeur est en accord (compte tenu de la simplicité du modèle) avec la valeur expérimentale $r_\psi^{exp} \approx 0.7$. Une étude récente [Kharzeev96b], plus quantitative, montre qu'une interprétation en terme de déconfinement semble être également compatible avec les données. Là encore, il convient de pondérer ces résultats vis-à-vis des paramètres et des hypothèses utilisés (valeur de la section efficace $J/\psi - hadron$, absence d'absorption par les *comovers*, etc.).

6.7 Conclusion

La distribution en énergie transverse associée à la production de J/ψ dans la réaction $Pb-Pb$ montre l'existence d'une suppression croissante avec l'énergie transverse E_\perp . Cette suppression va au-delà de la suppression due à l'absorption nucléaire (chapitre 5).

Des tentatives d'interprétation de cette suppression *anormale* sont développées par les théoriciens dans le cadre d'une absorption par les particules comobiles à la réaction ou par la formation d'un milieu déconfiné. Les incertitudes sur les paramètres employés dans ces descriptions ne permettent pas encore d'extraire la part quantitative de chacune de ces hypothèses.

7

Conclusion

Les données obtenues en 1995 par l'expérience NA50 auprès du SPS au CERN, dans le cadre de la recherche expérimentale de la formation du plasma de quarks et de gluons dans les interactions entre ions lourds ultrarelativistes, ont fait l'objet de ce travail.

Outre la description de l'expérience, cette thèse contient le travail réalisé dans deux directions : l'identification du vertex d'interaction et la recherche des réinteractions de fragments, d'une part, l'extraction des sections efficaces de production du J/ψ , ψ' et du processus Drell-Yan d'autre part.

Un algorithme simple autorise l'identification du vertex d'interaction avec une efficacité supérieure à 85% (et supérieure à 92% pour la première cible). La recherche des événements avec réinteraction de fragments est basée sur une méthode de comparaison de forme. Elle permet d'éliminer les événements dimuons dont les quantités physiques corrélées (énergie transverse E_{\perp} , énergie longitudinale résiduelle E_{zdc}) s'en trouvent polluées. L'identification des événements avec réinteractions les plus pollueurs autorise ainsi l'utilisation de cibles épaisses, en garantissant une mesure propre des quantités physiques corrélées aux paires de muons.

Les sections efficaces de production des charmonia J/ψ , ψ' (via leur désintégration en paires de

Processus	Section efficace (μb)
$J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$21.5 \pm 0.1 \pm 1.3$ ($\pm\text{stat}$)($\pm\text{syst}$)
$\psi' \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$0.150 \pm 0.007 \pm 0.010$ ($\pm\text{stat}$)($\pm\text{syst}$)
Drell-Yan $M_{\mu\mu} > 4.2 \text{ GeV}/c^2$	$0.189 \pm 0.008 \pm 0.011$ ($\pm\text{stat}$)($\pm\text{syst}$)
Drell-Yan $M_{\mu\mu} > 2.9 \text{ GeV}/c^2$	$1.485 \pm 0.023 \pm 0.088$ ($\pm\text{stat}$)($\pm\text{syst}$)

TAB. 7.2 - « Sections efficaces de production des résonances J/ψ , ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »

muons) et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon ont été mesurées (voir tableau 7.1), et la dépendance en énergie transverse des taux de production du J/ψ et du processus Drell-Yan a été établie. Ces résultats ont été comparés à ceux obtenus pour des systèmes proton-noyau et noyau-noyau plus légers mesurés par les expériences NA51 et NA38.

La constance de la section efficace de production du processus Drell-Yan fait de ce processus une référence de choix. L'accord de la valeur du facteur K_{DY} mesurée dans la réaction Pb-Pb avec les résultats obtenus pour les systèmes plus légers assure de l'absence de biais dans la détermination des sections efficaces absolues.

La suppression du taux de production du J/ψ en fonction du produit $A \times B$, observée dans les réactions $p-A$ et noyau-noyau légers, s'interprète dans le cadre d'un modèle d'absorption nucléaire. La valeur expérimentale de la section efficace d'absorption σ_{abs}^{exp} , extraite des données, est compatible avec la section efficace théorique σ_{abs}^{th} calculée dans le cadre du modèle octet de couleur, qui semble décrire de manière satisfaisante le mécanisme de production des charmonia. La suppression du J/ψ s'interprète alors, en fonction de la longueur L de matière nucléaire parcourue, comme l'absorption d'un état pré-résonant dans la matière nucléaire ordinaire (non déconfinée).

La mesure de la production de dimuons dans la réaction Pb-Pb montre un surplus de suppression de la production du J/ψ par rapport à l'absorption nucléaire seule. Le spectre en énergie transverse associé au J/ψ a été comparé à un modèle basé sur le formalisme de Glauber. Le calcul, effectué en tenant compte de l'absorption nucléaire, décrit la dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du J/ψ . La comparaison avec les données expérimentales met en évidence l'existence d'un mécanisme additionnel de suppression, qui dépend de l'énergie transverse, c'est-à-dire de la densité d'énergie atteinte dans les collisions.

Cette suppression *anormale* a été mise en confrontation avec différents modèles théoriques établis par différents auteurs. Ils décrivent la formation et l'interaction des états liés du charmonium dans un milieu non déconfiné ou déconfiné. L'interprétation hadronique décrit la suppression par une absorption des charmonia par les particules comobiles à la réaction (« *comovers* »), dont la densité ρ_{co} est fonction de l'énergie transverse. La différence essentielle avec les systèmes plus légers tient, dans cette approche, à la durée de vie plus grande des *comovers* dans un système lourd. L'interprétation de la suppression par la formation d'un plasma décrit les mesures par l'introduction d'une densité critique de participants n_p au-delà de laquelle les charmonia ne peuvent pas se former. La densité maximale atteinte dans la réaction Pb-Pb, environ 35% supérieure à celle atteinte dans la réaction S-U, permet à ce modèle de décrire la suppression mesurée.

Néanmoins, les incertitudes sur les hypothèses (mécanisme de production des charmonia, présence ou absence d'effets des *comovers*, etc.) et les paramètres utilisés par ces descriptions (valeur de la section efficace $J/\psi - n$, densité ρ_{co} de *comover*, etc.) ne permettent pas encore de trancher quant à la formation ou la non-formation du plasma de quarks et de gluons dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon.

Une meilleure statistique concernant le J/ψ et surtout le ψ' est nécessaire pour contraindre

les modèles. D'autre part, l'étude de la réaction Pb-Pb à une énergie inférieure serait peut-être susceptible de mettre en évidence un effet de seuil typique d'une transition de phase. Enfin, une meilleure évaluation de la section efficace d'absorption nucléaire σ_{abs} , au cœur de ces modèles, semble être envisageable dans une expérience réalisée en cinématique inverse. Elle serait susceptible d'apporter un éclairage important sur la suppression *anormale* du J/ψ .

La compréhension des mécanismes de production et d'interaction des résonances dans la matière nucléaire dense et chaude est une étape importante dans la compréhension des réactions entre ions lourds ultrarelativistes. C'est un préalable important dans l'étude de la matière nucléaire dans les conditions extrêmes qu'autoriseront les énergies accessibles auprès du futur accélérateur LHC au CERN.



Corrélations

Cette annexe est consacrée à la description d'une méthode générale permettant le calcul de la direction principale d'un nuage de points. Ce calcul est mis en pratique dans le chapitre 3, à l'occasion de l'établissement des algorithmes d'identification du vertex d'interaction et de recherche des événements avec interaction de fragments.

A.1 Introduction

Nous avons montré au chapitre 3 que, pour établir les seuils de déclenchement de l'algorithme de reconnaissance du vertex, on peut s'affranchir des calibrations relatives des voies gauches et droites en projetant les réponses q_j^d et q_j^g ($j \in [0 \cdots 7]$) sur la direction de la corrélation (q_j^d, q_j^g) . La projection \tilde{q}_j s'exprime simplement en fonction de l'angle θ_j de cette direction par :

$$\tilde{q}_j = \frac{1}{\sqrt{1 + a_j^2}} (q_j^g + a_j \times q_j^d) \quad \text{avec } a_j = \tan(\theta_j).$$

Dans cette annexe, nous décrivons une méthode générale permettant le calcul de l'angle θ_j de la direction principale du nuage de points (q_j^d, q_j^g) .

A.2 Calcul de l'angle de la direction principale du nuage de points

A.2.1 Notations

Nous désignons l'ensemble des points du nuage (q_j^d, q_j^g) par la variable :

$$X = \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & \cdots & x_n & \cdots \\ y_1 & y_2 & \cdots & y_n & \cdots \end{pmatrix}$$

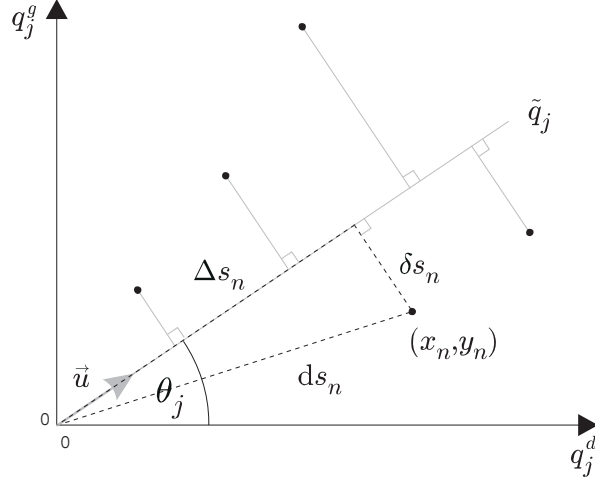


FIG. A.1 - « Représentation partielle du nuage de points (q_j^d, q_j^g) . La droite principale du nuage de points est la droite qui minimise la somme des carrés des distances δs_n . »

Nous effectuons le calcul dans l'hypothèse que la direction du nuage de points suit une droite affine $y = a_j x$. Nous désignons par u le vecteur directeur unitaire de cette droite.

La figure A.1 représente quelques points (x_n, y_n) du nuage, la droite principale que nous cherchons à déterminer, son vecteur directeur u et l'angle θ_j . La distance du point (x_n, y_n) à la droite principale est désignée par δs_n . La distance de la projection orthogonale de (x_n, y_n) sur la droite au point $(0,0)$ est désignée par Δs_n et la distance de (x_n, y_n) au point $(0,0)$ par ds_n .

A 2.2 Principe du calcul

Nous définissons la droite principale comme étant la droite affine qui ajuste la distribution de points (x_n, y_n) au sens des moindres carrés. Nous cherchons donc la droite d'équation $y = a_j x$, de vecteur directeur unitaire u , qui minimise la somme des carrés des distances δs_n des points (x_n, y_n) à cette droite. La distance δs_n peut s'exprimer en fonction des distances ds_n et Δs_n définies sur la figure A.1 par :

$$\delta s_n = \sqrt{ds_n^2 - \Delta s_n^2} = \sqrt{(x_n^2 + y_n^2) - \Delta s_n^2}$$

Il s'ensuit donc que minimiser la somme des carrés $\sum_n \delta s_n^2$ équivaut à maximiser la somme :

$$\sum_n \Delta s_n^2 = \sum_n [(x_n, y_n) \cdot u]^2 = (X \cdot u)^\top (X \cdot u) \quad (\text{A.1})$$

A 2.3 Maximisation

Nous avons montré que la droite recherchée est celle dont le vecteur directeur unitaire u maximise la forme quadratique (A.1). Pour mener à bien cette maximisation, nous utilisons la méthode des

multiplicateurs de Lagrange. Pour cela, nous introduisons la quantité :

$$\mathcal{L}[u] = u^\top X^\top Xu - \lambda(u^\top u - 1)$$

Par construction, extrêmiser le lagrangien $\mathcal{L}[u]$ (avec la condition d'unitarité $u^\top u = 1$) revient à extrêmiser la forme (A.1). Or :

$$\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial u} = 0 \right) \implies 2X^\top Xu - 2\lambda u = 0$$

Le calcul se réduit donc simplement à la résolution de l'équation aux valeurs propres :

$$X^\top Xu = \lambda u \tag{A.2}$$

Si on définit les quantités a, b et c par :

$$\begin{pmatrix} x_1 & x_2 & \cdots & x_n \\ y_1 & y_2 & \cdots & y_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 & y_1 \\ x_2 & y_2 \\ \vdots & \vdots \\ x_n & y_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ b & c \end{pmatrix}$$

c'est-à-dire :

$$a = \sum_i x_i^2, \quad b = \sum_i x_i y_i \quad \text{et} \quad c = \sum_i y_i^2$$

alors l'équation (A.2) possède les solutions suivantes :

$$\lambda = \frac{1}{2} \left[c + a \pm \sqrt{a^2 - 2ac + c^2 + 4b^2} \right]$$

On peut alors montrer [Lebart82] que le vecteur propre u associé à la plus grande des deux valeurs propres λ_{max} est celui qui maximise la forme quadratique (A.1).

$$\lambda_{max} = \frac{1}{2} \left[c + a + \sqrt{a^2 - 2ac + c^2 + 4b^2} \right]$$

Le vecteur recherché est alors de la forme suivante :

$$u \propto \begin{pmatrix} 1 \\ -b/(c - \lambda_{max}) \end{pmatrix}$$

Il est ensuite aisé de calculer l'angle θ_j de la droite affine de vecteur directeur u , qui est la droite définissant la direction principale du nuage de points recherché :

$$\theta_j = \arctan \left(\frac{b}{\lambda_{max} - c} \right)$$

(A.3)

Nous disposons ainsi d'une méthode automatique pour calculer les angles des directions principales des corrélations (q_j^d, q_j^g) . Ces angles peuvent ensuite être utilisés par les algorithmes d'identification du vertex et de reconnaissance de réinteraction (voir chapitre 3).



Valeurs numériques

Cette annexe contient, sous forme de tableaux, les valeurs numériques des distributions en énergie transverse présentées dans le chapitre 6.

B.1 Distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan

Le tableau ci-dessous contient les valeurs numérique de la figure 6.2 du chapitre 6, représentant la dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon.

E_{\perp} (GeV)	0-5	5-10	10-15	15-20	20-25	25-30	30-35	35-40
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-4}$ (μb)	76 ± 76	0	0	69 ± 49	21 ± 21	26 ± 18	69 ± 24	83 ± 23
E_{\perp} (GeV)	40-45	45-50	50-55	55-60	60-65	65-70	70-75	75-80
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-4}$ (μb)	88 ± 21	84 ± 19	91 ± 19	100 ± 19	95 ± 18	87 ± 17	82 ± 16	80 ± 16
E_{\perp} (GeV)	80-85	85-90	90-95	95-100	100-105	105-110	110-115	115-120
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-4}$ (μb)	82 ± 16	68 ± 15	77 ± 15	61 ± 14	112 ± 19	82 ± 16	99 ± 18	91 ± 17
E_{\perp} (GeV)	120-125	125-130	130-135	135-140	140-145	145-150	150-155	155-160
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-4}$ (μb)	78 ± 16	84 ± 16	108 ± 18	81 ± 16	90 ± 16	41 ± 11	33 ± 9	42 ± 11
E_{\perp} (GeV)	160-165	165-170						
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-4}$ (μb)	21 ± 8	15 ± 7						

TAB. B.1 - *Dépendance en énergie transverse de la section efficace $d\sigma/dE_{\perp}$ de production du processus Drell-Yan. Les valeurs numériques correspondent à la figure 6.2*

B.2 Distribution en énergie transverse associée à la production du J/ψ

Le tableau B-2 contient les valeurs numériques de la figure 6.5 du chapitre 6, représentant la dépendance en énergie transverse de la section efficace de production de la résonance J/ψ .

E_{\perp} (GeV)	0-5	5-10	10-15	15-20	20-25	25-30	30-35	35-40
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-2}$ (μb)	70 ± 75	49 ± 52	57 ± 52	61 ± 50	66 ± 38	72 ± 32	76 ± 29	72 ± 26
E_{\perp} (GeV)	40-45	45-50	50-55	55-60	60-65	65-70	70-75	75-80
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-2}$ (μb)	74 ± 25	80 ± 24	75 ± 24	75 ± 24	72 ± 22	72 ± 22	71 ± 21	68 ± 21
E_{\perp} (GeV)	80-85	85-90	90-95	95-100	100-105	105-110	110-115	115-120
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-2}$ (μb)	67 ± 21	68 ± 19	64 ± 20	61 ± 18	59 ± 23	61 ± 20	57 ± 22	56 ± 21
E_{\perp} (GeV)	120-125	125-130	130-135	135-140	140-145	145-150	150-155	155-160
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-2}$ (μb)	53 ± 19	51 ± 20	50 ± 22	47 ± 19	42 ± 20	38 ± 14	31 ± 13	20 ± 11
E_{\perp} (GeV)	160-165	165-170						
$d\sigma/dE_{\perp} \times 10^{-2}$ (μb)	11 ± 8	4 ± 5						

TAB. B.2 - Dépendance en énergie transverse de la section efficace $d\sigma/dE_{\perp}$ de production de la résonance J/ψ . Les valeurs numériques correspondent à la figure 6.5

Références

- [Abreu91] COLLABORATION NA50 - M.C. ABREU *et al.* - « *NA50 proposal.* » CERN/SPSLC 91-55 (1991).
- [Abreu97a] COLLABORATION NA50 - M.C. ABREU *et al.* - « *J/ψ and Drell-Yan cross-sections in Pb-Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon.* » A publier.
- [Abreu97b] COLLABORATION NA50 - M.C. ABREU *et al.* - « *Anomalous J/ψ production in Pb-Pb interactions at 158 GeV per nucleon.* » A publier.
- [Alde90] D.R. ALDE *et al.* - « *Nuclear dependence of dimuon production at 800 GeV.* » Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 2479.
- [Alde91b] D.R. ALDE *et al.* - « *Nuclear dependence of J/ψ and ψ' production at 800 GeV.* » Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 133.
- [Anderson83] COLLABORATION NA10 - L. ANDERSON *et al.* - « *A high-resolution spectrometer for the study of high-mass muons produced by intense hadron beams.* » Nucl. Inst. Meth. 223 (1983) 223.
- [Anderson87] B. ANDERSON-ALMQVIST et E. STERLUND - « *FRITIOF release 7.* » Comp. Phys. Com. (1987).
- [Baglin90] COLLABORATION NA38 - C. BAGLIN *et al.* - « *Transverse energy distribution in nucleus-nucleus collisions at 200 GeV/c.* » Phys. Lett. B 251 (1990) 472.

- [Baglin91a] COLLABORATION NA38 - C. BAGLIN *et al.* - « J/ψ and muon-pair cross-section in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at 200 GeV/nucleon. »
Phys. Lett. B 270 (1991) 105.
- [Baglin91b] COLLABORATION NA38 - C. BAGLIN *et al.* - « Study of J/ψ production in p-U, O-U and S-U interactions at 200 GeV/nucleon. »
Phys. Lett. B 255 (1991) 459.
- [Baglin95] COLLABORATION NA38 - C. BAGLIN *et al.* - « ψ' and J/ψ production in p-W, p-U and S-U interactions at 200 GeV/nucleon. »
Phys. Lett. B 345 (1995) 617.
- [Bellaiche97] F. BELLAICHE *et al.* - « The NA50 segmented target and vertex recognition system. »
A paraître dans Nucl. Instr. Meth. A.
- [Braaten95] E. BRAATEN - « New insights into the production of heavy quarkonia. »
preprint HEP-PH/9509210 (1995).
- [Braaten96a] E. BRAATEN, S. FLEMMING et T.C. YUAN - « Production of heavy quarkonium in high energy colliders. »
preprint HEP-PH/9602374 (1996).
- [Braaten96b] E. BRAATEN - « Charmonium production in high energy collisions »
Quark Matter'96, Heidelberg (1996).
- [Brun92] R. BRUN - « GEANT3 »
CERN prog. library Q123.
- [Bjorken83] J.D. BJÖRKEN - « Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region. »
Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- [Blazot88] J.-P. BLAIZOT - « Dynamique des collisions noyau-noyau à très haute énergie. »
École d'été de Gif-sur-Yvette - 20^{ème} session (1988).
- [Blazot90a] J.-P. BLAIZOT et J.-Y. OLLITRAULT - « Hydrodynamics of quark-gluon plasmas. »
in R.C. HWA (ed.) « Quark Gluon Plasma », World Scientific (1990).
- [Blazot90b] J.-P. BLAIZOT et J.-Y. OLLITRAULT - « J/ψ suppression signal of a quark gluon plasma. »
in R.C. HWA (ed.) « Quark Gluon Plasma », World Scientific (1990).
- [Blazot96] J.-P. BLAIZOT et J.-Y. OLLITRAULT - « J/ψ suppression in Pb-Pb collision: a hint of quark-gluon plasma production? »
Quark Matter'96, Nucl. Phys. A610 (1996).

- [Beneke96] M. BENEKE et L.Z. ROTHSTEIN - « *Hadroproduction of quarkonia in fixed target experiments.* »
preprint HEP-PH/9603400 (1996).
- [Bodwin95] G.T. BODWIN, E. BRAATEN et G.P. LEPAGE - « *Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium.* »
Phys. Rev. D21 (1995) 1126.
- [Cacciari95a] M. CACCIARI *et al.* - « *Charmonium production at the Tevatron.* »
preprint HEP-PH/9505379 (1995).
- [Cacciari95b] M. CACCIARI, M. GRECO, M.L. MANGANO et A. PETRELLI - « *Charmonium production at the Tevatron.* »
preprint HEP-PH/9505379 (1995).
- [Caughey94] P.L. MC GAUGHEY *et al.* - « *Cross sections for the production of high mass muon pairs from 800 GeV proton bombardment of 2H .* »
Phys. Rev. D50 (1994) 3038.
- [Caughey96] P. MC CAUGHEY - « *Quarkonia production at CDF.* »
Quark Matter'96, Nucl. Phys. A610 (1996).
- [Capella96] A. CAPELLA, A. KAIDALOV, A. KOUIDER et C. GERSCHEL - « *J/ψ and ψ' suppression in heavy ion collisions.* »
preprint HEP-PH/9607265 (1996).
- [Cho95a] P. CHO et A.K. LEIBOVICH - « *Color-octet quarkonia production.* »
preprint HEP-PH/9505329 (1995).
- [Cho95b] P. CHO et A.K. LEIBOVICH - « *Color-octet quarkonia production II.* »
preprint HEP-PH/9511315 (1995).
- [Collins77] J.C. COLLINS et D.E. SOPER - « *Angular distribution of dileptons in high-energy hadron collisions.* »
Phys. Rev. D16 (1977) 2219.
- [Cugnon95] J. CUGNON - « *Collisions aux énergies relativistes et ultrarelativistes: aspects théoriques.* »
École Internationale JOLIOT-CURIE (1995).
- [Dita95a] COLLABORATION NA50 - S. DITA *et al.* - « *Study of dimuon production in nucleus-nucleus interactions at CERN-SPS energies.* »
Four Seas Conference, physics without frontiers, Trieste (1995).
- [Drapier90] O. DRAPIER - « *Dépendance en impulsion transverse de la production du J/ψ dans les interactions $p-U$, $^{16}O-U$ et $^{32}S-U$ à 200 GeV/c par nucléon.* »
Thèse, Université Claude Bernard, IPN-Lyon (1990).

- [Drapier95] O. DRAPIER - « *Le plasma de quarks et de gluons : signatures expérimentales.* » École Internationale JOLIOT-CURIE (1995).
- [Drell70] S.D. DRELL et T.M. YAN - « *Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies.* » Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 316.
- [ElKhadra95] A.X. EL-KHADRA - « *Charmonium theory.* » preprint HEP-PH/9509381 (1995).
- [Engels82] J. ENGELS, F. KARSH et H. SATZ - « *Gauge field thermodynamics.* » Nucl. Phys. B 205 (1982) 545.
- [Ftáčnik95] J. FTÁČNÍK, M. MOSŽIŠ et J. PISŮT - « *ψ production calculated in the NRQCD factorization formalism.* » preprint HEP-PH/9512320 (1995).
- [Flemming95] S. FLEMMING et I. MAKSYMUK - « *ψ production calculated in the NRQCD factorization formalism.* » preprint HEP-PH/9512320 (1995).
- [Gava95] R. GAVAI, D. KHARZEEV, H. SATZ, G.A. SCHULER, K. SRIDHAR et R. VOGT - « *Quarkonium production in hadronic collisions.* » Int. Jour. Mod. Phys. A 10 (1995) 3043.
- [Gavin95] S. GAVIN *et al.* - « *Production of Drell-Yan pairs in high energy nucleus-nucleus collisions.* » Int. Jour. Mod. Phys. A 10 (1995) 2961.
- [Gavin96] S. GAVIN et R. VOGT - « *Transverse momentum of ψ and dimuons productions in Pb+Pb collisions.* » preprint CU-TP-79 (1996).
- [Gavin97] S. GAVIN et R. VOGT - « *J/ψ and ψ' suppression by comovers in Pb+Pb collisions.* » Phys. Rev. Lett. 78 (1997) 1006.
- [Gersche92] C. GERSCHEL et J. HÜFNER - « *Comparison of J/ψ suppression in photon, hadron and nucleus-nucleus collisions: where is the quark-gluon plasma?* » Z. Phys. C56 (1992) 171.
- [Gersche95] C. GERSCHEL - « *Vector meson production in ultra-relativistic heavy ion collisions at CERN.* » Nucl. Phys. A 583 (1995) 643.
- [Giacom96] A. DI GIACOMO - « *Mechanisms for colour confinement.* » preprint HEP-PH/9603029 (1996).

- [Glück93] M. GLÜCK, E. REYA et A. VOGT - « *Comparing radiatively generated partons distributions with recent measurment of $F_2(x, Q^2)$ in the small- x region.* » Phys. Lett. B 306 (1993) 391.
- [Gonin96] COLLABORATION NA50 - M. GONIN *et al.* - « *Anomalous J/ψ suppression in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c.* » Quark Matter '96, Heidelberg (1996).
- [Gottb70] M. GOTLIB *et al.* - « *Rubrique-à-braque.* » Dargaud Ed. (1970)
- [Greiner94] W. GREINER et A. SCHÄFER - « *Quantum Chromodynamics.* » Springer Verlag (1994).
- [Gupta96] S. GUPTA et K. SRIDHA - « *Color-octet contribution of J/ψ hadroproduction at fixed target energies.* » preprint HEP-PH/9601349 (1996).
- [Harris96] J.W. HARRIS et B. MÜLLER - « *The search for the quark gluon plasma.* » preprint HEP-PH/9602235 (1996).
- [Huang92] K. HUANG - « *Quarks, leptons and Gauge fields.* » World Scientific (1992).
- [Jacob96] M. JACOB et J. TRAN TRANH VAN - « *Quark matter formation and heavy ion collisions.* » Phys. Rep. 48 (1996).
- [Jouan96] COLLABORATION NA50 - D. JOUAN *et al.* - « *ϕ, ρ and ω production in collision induced by deuteron and heavy ions at 200 GeV per nucleon.* » Strangeness'96, Budapest (1996).
- [Kapusta89] K.I. KAPUSTA - « *Finite temperature field theory.* » Cambridge University Press (1989).
- [Karsh88] F. KARSH, M.T. MEHR et H. SATZ - « *Color screening and deconfinement for bound states of heay quarks.* » Z. Phys. C77 (1988) 617.
- [Karsh93] F. KARSH, K. REDLICH et L. TARKO - « *Chiral symmerty and dileptons in heavy ion collisions.* » Z. Phys. C60 (1993) 519.
- [Karsh95] F. KARSH - « *The phase transition to the quark gluon plasma: Recent results from lattice calculations.* » Nucl. Phys. A 590 (1995).

- [Kharzeev93] D. KHARZEEV et H. SATZ - « *Colour confinement in hadron-nucleus collisions.* »
Z. Phys. C60 (1993) 389.
- [Kharzeev94] D. KHARZEEV et H. SATZ - « *Quarkonium interactions in hadronic matter.* »
Phys. Lett. B 334 (1994) 155.
- [Kharzeev95a] D. KHARZEEV et H. SATZ - « *Charmonium composition and nuclear suppression.* »
Phys. Lett. B 366 (1995).
- [Kharzeev95b] D. KHARZEEV et H. SATZ - « *Charmonium interaction in nuclear matter.* »
Phys. Lett. B 356 (1995) 365.
- [Kharzeev95c] D. KHARZEEV et H. SATZ - « *Color Deconfinement and Quarkonium Dissociation.* »
in R.C. HWA (ed.) « *Quark Gluon Plasma II* », World Scientific (1995).
- [Kharzeev95a] D. KHARZEEV - « *Quarkonium Interactions in QCD* »
preprint CERN-TH/95-342 (1995).
- [Kharzeev95d] D. KHARZEEV, L. McLERRAN et H. SATZ - « *Non-perturbative quarkonium dissociation in hadronic matter.* »
Phys. Lett. B 356 (1995) 349
- [Kharzeev95e] D. KHARZEEV, H. SATZ, X-N. WANG et X-M. XU - « *J/ψ suppression in a equilibrating parton plasma.* »
preprint HEP-PH/9511331 (1995).
- [Kharzeev96a] D. KHARZEEV, C. LOURENÇO, M. NARDI et H. SATZ - « *A quantitative analysis of charmonium suppression in nuclear collisions.* »
preprint CERN-TH/96-328 (1996).
- [Kharzeev96b] D. KHARZEEV et H. SATZ - « *Quarkonium production and colour deconfinement in nuclear collisions.* »
Quark Matter'96, Nucl. Phys. A610 (1996).
- [Koch86] P. KOCH, B. MÜLLER et J. RAFELSKI - « *Strangeness in relativistic heavy ion collisions.* »
Phys. Rep. 142 (1986) 167.
- [Koch95] V. KOCH - « *Introduction to chiral symmetry.* »
preprint NUCL-TH/9512029 (1995).
- [Laem ann94] E. LAERMANN - « *Interquark forces.* »
in R.C. HWA et H.A. KASTRUP (ed.) « *QCD, 20 years later.* », vol. 2, World Scientific (1994).

- [Lourengo95a] C. LOURENÇO - « *J/ψ, ψ' and dimuon production in p - A and S - U collisions at 200 GeV/c nucleon.* »
Thèse, Universidade Técnica de Lisboa, IST, Lisbonne (1995).
- [Lourengo95b] COLLABORATION NA50 - C. LOURENÇO - « *J/ψ et ψ' suppression in nucleus-nucleus collisions.* »
Europhysics Conference on High Energy Physics' 95, Bruxelles (1995).
- [Lourengo96] C. LOURENÇO - « *Hard probes in nucleus-nucleus collisions.* »
Quark Matter'96, Nucl. Phys. A610 (1996).
- [Lucha95] W. LUCHA et F.F. SCHÖBERL - « *Effective models for hadrons.* »
preprint HEPHY-PUB 621/95 (1995).
- [Mandry93] R. MANDRY - « *Production des résonances J/ψ et ψ' et des dimuons du continuum de masse supérieure à 1.7 GeV/c² dans les collisions S - U, S - Cu et S - S à 200 GeV/c par nucléon: étude de la dépendance en impulsion transverse.* »
Thèse, Université Claude Bernard, IPN-Lyon (1993).
- [Mangano95a] M.L. MANGANO - « *Heavy quark production in hadronic collisions.* »
preprint HEP-PH/9508260 (1995).
- [Mangano95b] M.L. MANGANO - « *Phenomenology of quarkonium production in hadronic collisions.* »
preprint HEP-PH/9507353 (1995).
- [More88] A. MOREL - « *Chromodynamique quantique sur réseau et température finie.* »
École d'été de Gif-sur-Yvette - 20^{ème} session (1988).
- [Matsu86] T. MATSUI et H. SATZ - « *J/ψ suppression by quark-gluon plasma.* »
Phys. Lett. B 178 (1986) 416.
- [Müller92] B. MÜLLER - « *Signatures of the quark-gluon plasma.* »
Nucl. Phys. A 544 (1992) 95c.
- [Müller95] B. MÜLLER - « *Physics and Signatures of the Quark-Gluon Plasma.* »
Rep. Prog. Phys. 58 (1995) 611.
- [Mostafa95] M.G.-H. MOSTAFA, C.-Y. WONG, L. CHATTERJEE et M.L. MANGANO - « *Effect of q \bar{q} initial-state interactions dilepton emission rate from quark-gluon plasma.* »
preprint HEP-PH/9503357 (1995).
- [Neerven95] W.L. VON NEERVEN - « *Drell-Yan production at collider energies.* »
Int. Jour. Mod. Phys. A 10 (1995) 2921.
- [Péne95] O. PÉNE - « *Introduction to lattice QCD.* »
preprint HEP-PH/9504271 (1995).

- [Peskin95] M.E. PESKIN et D.V. SCHROEDER - « *Introduction to quantum field theory.* » Addison Wesley (1995).
- [Petiau96] P. PETIAU - « *Anomalous J/ψ production in Pb-Pb collisions at 158 GeV/c per nucleon.* » XXVIII International Conference on High Energy Physics, Varsovie (1996).
- [Polonyi95] J. POLONYI - « *Physics of the quark-gluon plasma.* » preprint HEP-PH/9509334 (1995).
- [Pišút96] J. PIŠÚT et N. PIŠÚTOVÁ - « *Contribution of pre-equilibrium gluons to J/ψ suppression in Lead-Lead collisions at 158A GeV.* » preprint HEP-PH/9604304 (1996).
- [QM 88] QUARK MATTER'88
Nucl. Phys. A 498 (1989).
- [QM 90] QUARK MATTER'90
Nucl. Phys. A 525 (1991).
- [QM 91] QUARK MATTER'91
Nucl. Phys. A 544 (1992).
- [Rischke95] D.H. RISCHKE et M. GYULASSY - « *The maximum lifetime of the quark-gluon plasma.* » preprint NUCL-TH/9509040 (1995).
- [Rafelski95] J. RAFELSKI, J. LETESSIER et A. TOUNSI - « *Flavour flow signatures of quark-gluon plasma.* »
- [Ruuskanen90] P.V. RUUSKANEN - « *Dilepton emission in relativistic nuclear collisions.* » in R.C. HWA (ed.) « *Quark Gluon Plasma* », World Scientific (1990).
- [Ryder96] L.H. RYDER - « *Quantum field theory, 2nd edition.* » Cambridge University Press (1996).
- [Satz84] H. SATZ - « *Color Screening in $SU(n)$ gauge theory at finite temperature.* » Nucl. Phys. A 418 (1984).
- [Satz90] H. SATZ - « *Colour screening and quark deconfinement in nuclear collisions.* » École d'été de Gif-sur-Yvette - 20^{ème} session (1988).
- [Satz95] H. SATZ - « *Hard probes of dense matter.* » preprint HEP-PH/9502322 (1995).
- [Schuler95] G.A. SCHULER - « *Production of heavy quarks and heavy quarkonia.* » preprint HEP-PH/9504242 (1995).

- [Schuler96] G.A. SCHULER - « *Quarkonium productions and decays.* »
preprint HEP-PH/9603386 (1996).
- [Schub95] M.H. SCHUB *et al.* - « *Measurement of J/ψ and ψ' production in 800 GeV/c proton-gold collisions.* »
Phys. Rev. **D52** (1995) 1307.
- [Scomparin96] COLLABORATION NA50 - E. SCOMPARIN *et al.* - « *Intermediate mass muon pair continuum in Pb-Pb collisions at 158 GeV/c.* »
Quark Matter '96, Heidelberg (1996).
- [Senson96] A. SENSONI - « *Quarkonia production at CDF.* »
Quark Matter '96, Nucl. Phys. A610 (1996).
- [Smilga96] A.V. SMILGA - « *Physics of quark-gluon plasma.* »
preprint HEP-PH/9604367 (1996).
- [Sonderegger93] P. SONDEREGGER - « *Physics of Quark-Gluon Plasma.* »
PANIC XIII, Perugia (1993).
- [Sjöstrand87] T. SBJÖSTRAND - « *Pythia and Jetset.* »
CERN-TH648892 (1987).
- [Soyeur88] M. SOYEUR - « *Collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Aspects théoriques.* »
École d'été de Gif-sur-Yvette - 20^{ème} session (1988).
- [Tar95] C. DE TAR - « *Quark gluon plasma in numerical simulations of lattice QCD.* »
preprint HEP-PH/9504325 (1995).
- [Tserruya95] I. TSERRUYA - « *Heavy ion collisions.* »
Europhysics Conference on High Energy Physics' 95, Bruxelles (1995).
- [Tung85] W.-K. TUNG - « *Group theory in physics.* »
World Scientific (1985).
- [Vautherin88] D. VAUTHERIN - « *Equation d'état de la matière dense et transition de phase.* »
École d'été de Gif-sur-Yvette - 20^{ème} session (1988).
- [Wong94] C.-Y. WONG - « *Introduction to High Energy Heavy Ion Collisions.* »
World Scientific (1994).
- [Wong95a] C.-Y. WONG - « *J/ψ and ψ' suppression in high-energy nucleon-nucleus and nucleus-nucleus collisions.* »
preprint HEP-PH/950939 (1995).
- [Wong95b] C.-Y. WONG - « *Suppression of ψ' and J/ψ in high energy heavy ion collisions.* »
preprint HEP-PH/9506270 (1995).

- [Wong96a] C.-Y. WONG - « *Effects of Screening on Quark-Antiquark Cross Sections in Quark-Gluon Plasma.* »
preprint HEP-PH/9604224 (1996).
- [Wong96b] C.-Y. WONG - « *Suppression of J/ψ and ψ' production in high energy Pb-Pb collisions.* »
preprint HEP-PH/9607285 (1996).
- [Wong96b] C.-Y. WONG et C.-W. WONG - « *Color-octet fraction in J/ψ production.* »
preprint HEP-PH/9604282 (1996).
- [Ynduráin92] F.J. YNDURÁIN - « *The theory of quark and gluon interactions.* »
Springer (1992).
- [Yaouanc95] A. LE YAOUANC, L. OLIVER, J.-C. RAYNAL et O. PÉNE - « *Introduction à la chromodynamique quantique non perturbative.* »
École d'été de Gif-sur-Yvette (1995).

Table des figures

1.1-a « Graphes contribuant au-delà de l'ordre α_s . »	5
1.1-b « Evolution de la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de Q . »	5
1.2 « Diagramme de phase de la matière nucléaire dans le plan $(T, \rho/\rho_0)$. »	6
1.3-a « Densité d'énergie ε et pression p , rapportées à T^4 , en fonction de la température T , calculées sur réseau avec deux saveurs de quarks. »	7
1.3-b « Evolution avec la température du paramètre d'ordre $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$ de la symétrie chirale, calculée sur réseau avec plusieurs saveurs de quarks. »	7
1.4-a « Représentation d'une collision noyau-noyau à haute énergie, dans le centre de masse, en fonction de la rapidité. »	9
1.4-b « Distributions en rapidité. »	9
1.5 « Evolution du plasma dans un diagramme espace-temps (modèle hydrodynamique de Bjorken). Les quantités ε, p, s, T , etc. qui décrivent cette évolution ne dépendent que du temps propre τ , représenté par des hyperboles $\tau = \text{cste.}$ »	11
1.6 « Spectre en masse invariante des paires de muons produites dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon. »	13
1.7 « Production de paire de muons par le processus $q + \bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. »	13
1.8 « Processus Drell-Yan nucléon-nucléon $n_1 + n_2 \rightarrow \mu^+ + \mu^- + h$ à l'ordre le plus bas. »	14

1.9	« Corrections au processus Drell-Yan à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$. »	15
1.10	« Diagrammes de Feynman pour la production de paires $c\bar{c}$. »	17
1.11	« Désintégrations des mésons π et K en muon et neutrino »	18
1.12-a	« Energie de dissociation des résonances J/ψ et ψ' en fonction de λ_D^{-1} . »	21
1.12-b	« Rayon de Debye $\lambda_D(T)$ en fonction de T/T_c . Les rayons de Debye critiques λ_c des résonances J/ψ , ψ' , Υ et Υ' sont superposés à la figure. »	21
2.1	« Spectromètre à muons de l'expérience NA50. »	24
2.2-a	« Vues de face et de côté de l'aimant. »	25
2.2-b	« Vue transverse du champ magnétique toroïdal. »	25
2.3	« Vue détaillée de la région cible. »	26
2.4-a	« Chambre proportionnelle avec ses trois plans de fils. »	27
2.4-b	« Photographie des chambres proportionnelles. »	27
2.5-a	« Hodoscopes R_j . »	27
2.5-b	« Hodoscope P_2 , situé après le mur de fer. »	27
2.6	« Calorimètre électromagnétique. Le faisceau est perpendiculaire à la feuille, au centre géométrique. »	29
2.7	« Vue de la cible active NA50. »	30
3.1	« Géométrie de la cible NA50 et des détecteurs environnants (calorimètre électromagnétique, compteurs de multiplicité, compteurs de contrôle du faisceau). »	34
3.2-a	« Disposition des ciblettes et des lames de quartz. »	35
3.2-b	« Vue de la cible active. »	35
3.3	« Principe de la détection. »	36
3.4-a	« Multiplicité simulée des particules chargées pour chaque lame, en fonction du paramètre d'impact. »	37
3.4-b	« Nombre de photo-électrons simulés et collectés pour chaque lame, en fonction du paramètre d'impact. »	37
3.5-a	« Distribution angulaire du rapport des signaux délivrés par les lames 2 et 1. »	38
3.5-b	« Valeurs moyennes en fonction de l'angle θ des lames. »	38
3.6-a	« Corrélation des signaux délivrés par les lames 2 droite et gauche. »	39

3.6-b « Projection des signaux droits et gauches sur la direction de la corrélation. »	39
3.7-a « Valeur moyenne de la réponse de l'algorithme en fonction du seuil de déclenchement. »	41
3.7-b « Réponse de l'algorithme d'identification du vertex. »	41
3.8 « Distributions en énergie E_{zdc} des dimuons produits dans les interactions Pb-Pb, pour tous les événements ($\mathcal{R} \in [1 \cdots 8]$), pour les événements dont le vertex a été identifié ($\mathcal{R} \in [1 \cdots 7]$) et pour les événements issus de chaque ciblette individuelle ($\mathcal{R} = 1, 2, \cdots$ ou 7). »	42
3.9-a « Efficacité d'identification en fonction de E_{zdc} et des 7 ciblettes. »	43
3.9-b « Efficacités intégrées, pour une cible de 7 mm et de 12 mm. »	43
3.10-a « Corrélation (E_{\perp}, E_{zdc}) . »	45
3.10-b « Efficacité globale de reconnaissance du vertex en fonction de E_{\perp} . »	45
3.11-a « Corrélation $(\tilde{q}_i, \tilde{q}_j)$. »	46
3.11-b « Superposition des signaux expérimentaux et des signaux de référence correspondants. »	46
3.12-a « Événement typique avec une interaction dans la ciblette 1, sans réinteraction. » . .	47
3.12-b « Événement typique avec une interaction dans la ciblette 3 et une réinteraction dans la ciblette 4. »	47
3.13-a « Fonction $f(\tilde{q}_j, \bar{q}_j^k, \sigma_j^k)$ en fonction de l'écart relatif $(\tilde{q}_j - \bar{q}_j^k)/\sigma_j^k$. »	49
3.13-b « Distributions $dN/d\delta(\tilde{q}_{1 \cdots 7}, \bar{q}_{1 \cdots 7})$ pour des interactions dans la ciblette 1, suivie de 11 mm de plomb, suivie de 6 mm de plomb et sans matière en aval. »	49
3.14-a « Effet de la coupure sur la distribution en E_{zdc} . »	50
3.14-b « Distributions en E_{zdc} pour une cible de 7 mm et de 12 mm d'épaisseur, avant coupure. »	50
3.14-c « Distributions en E_{zdc} pour une cible de 7 mm et de 12 mm d'épaisseur, après coupure. »	50
3.15 « Distributions en énergie transverse E_{\perp} , après coupure, avec une cible d'épaisseur 7 mm et 12 mm. »	51
4.1 « Reconstruction des traces des muons. L'extrapolation de la trace aval dans le plan de déflexion de l'aimant permet de définir une zone de recherche de la trace amont. »	54
4.2 « Estimation de l'angle d'émission du muon. »	55

4.3	« Coupures géométriques. »	56
4.4	« Référentiel de Collins-Soper. »	58
4.5	« Spectre en masse invariante ($M_{\mu\mu} > 1.9 \text{ GeV}/c^2$) des muons $\mu^+\mu^-$ produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »	59
4.6-a	« Spectres en masse des dimuons de signe opposé et du bruit de fond. »	60
4.6-b	« Distribution en masse des dimuons de signe opposé auquel a été soustrait le bruit de fond. »	60
4.7	« Ajustement de la distribution en masse invariante du bruit de fond estimé à partir des dimuons de signe identique. »	61
4.8-a	« Distribution en impulsion transverse p_\perp générée du J/ψ . »	62
4.8-b	« Distribution en rapidité y générée du J/ψ . »	62
4.8-c	« Distribution en ϕ générée du J/ψ . »	62
4.8-d	« Distribution en $\cos(\theta)$ générée du J/ψ . »	62
4.9-a	« Spectre en masse généré de la distribution des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ . »	63
4.9-b	« Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ . »	63
4.10-a	« Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration du J/ψ , ajustée par la fonctionnelle (4.1). »	64
4.10-b	« Distribution en masse reconstruite des dimuons provenant de la désintégration de la résonance ψ' , ajustée par la fonctionnelle (4.1). »	64
4.11-a	« Distribution en $\cos(\theta)$ générée des dimuons provenant du processus Drell-Yan. »	65
4.11-b	« Distribution en p_\perp générée des dimuons provenant du processus Drell-Yan. »	65
4.12	« Distribution en masse invariante générée (a) et reconstruite (b) des dimuons provenant du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. La distribution en masse reconstruite est ajustée par la fonctionnelle (4.2). »	66
4.13	« Distributions en masse invariante générée et reconstruite des dimuons provenant de la désintégration des mésons à charme ouvert produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. La distribution en masse reconstruite est ajustée par la fonctionnelle (4.3). »	67

4.14-a	Ajustement de la composante Drell-Yan par une minimisation sur la distribution en masse des paires de muons de signe opposé (bruit de fond soustrait) à partir de $4.2 \text{ GeV}/c^2$. »	68
4.14-b	Ajustement de la distribution en masse des dimuons de signe opposé. »	68
4.15-a	Résultat de la minimisation à partir de $2.7 \text{ GeV}/c^2$, avec la composante $D\overline{D}$. »	69
4.15-b	Résultat de la minimisation sans la composante $D\overline{D}$. »	69
5.1	« Facteur K_{DY} en fonction du produit $A \times B$. »	82
5.2	« Dépendance en énergie de la section efficace du J/ψ . »	83
5.3	« Sections efficaces (ramenées à 200 GeV) de production de la résonance J/ψ en fonction du produit $A \times B$. »	84
5.4	« Représentation schématique d'une collision (de paramètre d'impact \vec{b}) entre deux noyaux transparents. Le modèle d'absorption nucléaire permet de décrire l'absorption dans l'état final du hadron J/ψ créé au point z dans la réaction. »	86
5.5	« Longueur moyenne parcourue par le hadron J/ψ dans l'état final. »	87
5.6	« Sections efficaces de production du J/ψ (rapportée au produit $A \times B$) en fonction de la longueur moyenne L parcourue par la résonance dans l'état final de la réaction. »	88
5.7	« Production d'une paire $c\overline{c}$ par fusion de partons. »	89
5.8	« Formation de la résonance J/ψ . »	90
5.9	« Distribution en impulsion transverse p_\perp inclusive des ψ' directs. Comparaison des données expérimentales mesurées par l'expérience CDF (Tevatron) avec les prédictions des modèles singlet et octet de couleur. Extrait de [Cacciari95]. »	91
6.1	« Distribution en énergie transverse E_\perp des événements associés au processus Drell-Yan dans la région de masse invariante $M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$. »	96
6.2	« Dépendance en énergie transverse de la section efficace de production du processus Drell-Yan ($M_{\mu\mu} \geq 4.2 \text{ GeV}/c^2$) dans les interactions Pb-Pb à $158 \text{ GeV}/c$ par nucléon. Chaque intervalle en E_\perp représente 5 GeV . »	97
6.3-a	« Distribution en masse invariante des dimuons de signe opposé. »	98
6.3-b	« La distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan dans le région de masse $M_\psi = [2.7 \cdots 3.5] \text{ (GeV}/c^2)$ est égale à la distribution en énergie transverse au-delà de $4.2 \text{ GeV}/c^2$, normalisée par le rapport $N_{\text{DY}}^{M_\psi}/N_{\text{DY}}$. »	98
6.4-a	« Distributions en énergie transverse totale (α), du bruit de fond (β) et du processus Drell-Yan (γ), dans la région de masse invariante M_ψ . »	99

6.4-b « Distribution en énergie transverse associée à la production de J/ψ . »	99
6.5 « Section efficace de production du J/ψ en fonction de l'énergie transverse E_\perp . Chaque canal E_\perp en représente 5 GeV. »	100
6.6-a « Distributions en énergie transverse associées à la production du J/ψ et au processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »	101
6.6-b « Rapport des distributions en énergie transverse des événements associés à la pro- duction du J/ψ et du processus Drell-Yan . »	101
6.7 « Distribution en énergie transverse associée à un lot d'événements sans conditions (« minimum bias »). »	103
6.8-a « Distribution en énergie transverse associée à la production du processus Drell-Yan. La courbe représente l'ajustement par la relation (6.4). »	104
6.8-b « Comparaison du spectre en énergie transverse $dN/dE_\perp _{J/\psi}^{M_\psi}$ avec le calcul, effectué avec et sans absorption (formes (6.5)). »	104
6.9 « Rapport de la prédiction du modèle de Glauber (avec absorption nucléaire) à la distribution $d\sigma_{\mu\mu}^{J/\psi}/dE_\perp$. »	105
6.10 « Densité n_p de participants, dans le plan transverse à la réaction, pour différentes valeurs du paramètre d'impact ($b = 0, 2, 4, \dots$ fm). »	108
6.11 « Probabilité de survie du J/ψ produit dans les collisions Pb-Pb, pour différentes valeurs de la densité critique n_c . »	109
A.1 « Représentation partielle du nuage de points (q_j^d, q_j^g) . La droite principale du nuage de points est la droite qui minimise la somme des carrés des distances δs_n . »	116

Liste des tableaux

1.1	« Longueur de Debye critique λ_c , rayon de Bohr r_B , température de dissociation T_d , temps de formation τ et masse des résonances J/ψ , ψ' , Υ et Υ' (extraits de [Satz90]). »	21
3.1	« Conventions utilisées pour la réponse de l'algorithme d'identification du vertex. »	41
4.1	« Résultats des minimisations à partir de 4.2 GeV/c ² et de 2.9 GeV/c ² . »	68
4.2	« Résultat de la minimisation à partir de 2.7 GeV/c ² , avec la composante $D\overline{D}$ laissée libre. »	70
4.3	« Résultat de la minimisation à partir de 2.7 GeV/c ² , sans la composante $D\overline{D}$. »	70
4.4	« Nombres d'événements associés aux dimuons dus à la désintégration des résonances J/ψ et ψ' et au processus Drell-Yan produits dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »	72
5.1	« Acceptances des processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan. »	74
5.2	« Nombre d'événements associés aux processus $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\psi' \rightarrow \mu^+\mu^-$ et Drell-Yan. »	74
5.3	« Efficacités d'identification du vertex, intégrées sur les intervalles de masse d'étude. »	74
5.4	« Calcul de la luminosité \mathcal{L}_1 dans le cas des deux optiques. »	78
5.5	« Quantités nécessaires au calcul de la proportion de faisceau traversant les ciblettes 2-7 dans le cas de l'optique parallèle. »	78

5.6	« Quantités nécessaires au calcul des sections efficaces de production des résonances J/ψ et ψ' . »	80
5.7	« Quantités nécessaires au calcul de la section efficace de production du processus Drell-Yan. »	81
6.1	« Valeurs mesurées du rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du processus Drell-Yan pour $E_{\perp} = 40$ GeV et $E_{\perp} = 140$ GeV. »	102
7.2	« Sections efficaces de production des résonances J/ψ , ψ' et du processus Drell-Yan dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon. »	111
B.1	Dépendance en énergie transverse de la section efficace $d\sigma/dE_{\perp}$ de production du processus Drell-Yan. Les valeurs numériques correspondent à la figure 6.2	119
B.2	Dépendance en énergie transverse de la section efficace $d\sigma/dE_{\perp}$ de production de la résonance J/ψ . Les valeurs numériques correspondent à la figure 6.5	120

Table des matières

Introduction	1
1. Plasma de quarks et de gluons	2
1.1 Introduction	3
1.2 Chromodynamique et transition de phase : aspects théoriques	4
1.2.1 Confinement et liberté asymptotique	4
1.2.2 Symétrie chirale	7
1.3 Création et évolution du plasma de quarks et de gluons	8
1.3.1 Densité d'énergie atteinte	8
1.3.2 Transition de phase	10
1.3.3 Expansion hydrodynamique	10
1.4 Signatures expérimentales basées sur la détection des paires de muons	12
1.4.1 Production directe de paires de leptons	13
1.4.2 Production indirecte de paires de muons	16
1.4.3 Suppression des résonances de saveurs lourdes par un plasma de quarks et de gluons	18

1.4.4	Autres signatures	22
1.5	Conclusion	22
2.	Dispositif expérimental	23
2.1	Introduction	23
2.2	Le spectromètre à muons	24
2.2.1	L'aimant	24
2.2.2	L'absorbeur	25
2.2.3	Les chambres à fils	26
2.2.4	Les hodoscopes	27
2.3	Mesures corrélées aux dimuons	28
2.3.1	Le calorimètre électromagnétique	28
2.3.2	Le calorimètre à zéro degré	29
2.3.3	Le détecteur de multiplicité	29
2.3.4	La cible segmentée	29
2.4	Les compteurs de contrôle	30
2.4.1	L'hodoscope de faisceau « BH »	30
2.4.2	Les compteurs « anthab »	31
2.4.3	Les chambres « GANIL »	31
2.4.4	Les télescopes	31
2.5	Déclenchement et acquisition des données	31
2.6	Conclusion	32
3.	Cible segmentée	33
3.1	Introduction	33
3.2	Description	34
3.3	Principe de la détection	35
3.3.1	Simulation de la cible segmentée	36

3.3.2	Optimisation du positionnement des lames	37
3.4	Identification du vertex	39
3.4.1	Composantes du signal lames	39
3.4.2	Algorithme d'identification	39
3.4.3	Efficacité de reconnaissance du vertex	41
3.5	Fragments	45
3.5.1	Signaux de référence	46
3.5.2	Discrimination	47
3.5.3	Résultats	49
3.6	Conclusion	51
4.	Extraction des données	53
4.1	Introduction	53
4.2	Reconstruction des traces	54
4.3	Sélection des événements	55
4.3.1	Sélection des « runs »	55
4.3.2	Coupures géométriques	55
4.3.3	Coupure cinématique	56
4.3.4	Coupures des détecteurs additionnels	57
4.4	Cinématique	57
4.5	Extractions des données	58
4.5.1	Bruit de fond	59
4.5.2	Simulation des processus physiques	63
4.5.3	Déconvolution du spectre en masse invariante	67
4.5.4	Autre procédure de déconvolution	71
4.6	Conclusion	71
5.	Sections efficaces	73

5.1	Définition de la section efficace	73
5.2	Nombre d'événements $J/\psi, \psi'$ et Drell-Yan	74
5.3	Expression de la luminosité	75
5.3.1	Luminosité relative à la première cible	75
5.3.2	Luminosité totale	75
5.3.3	Corrections sur le nombre d'ions incidents	76
5.4	Erreurs statistiques	79
5.5	Erreurs systématiques	79
5.6	Sections efficaces	80
5.6.1	Sections efficaces de production du J/ψ et du ψ'	80
5.6.2	Section efficace de production du processus Drell-Yan	81
5.7	Comparaison avec des systèmes plus légers	82
5.7.1	Sections efficaces de production du processus Drell-Yan	82
5.7.2	Section efficace de production de la résonance J/ψ	83
5.8	Absorption nucléaire	85
5.8.1	Probabilité d'absorption	85
5.8.2	Longueur moyenne parcourue dans la matière nucléaire	87
5.9	Formation et interaction des charmonia dans les interactions noyau-noyau	89
5.9.1	Fusion de partons	89
5.9.2	Modèle singlet de couleur	90
5.9.3	Mécanisme octet de couleur	91
5.9.4	Interaction d'une paire $c\bar{c}$ dans la matière nucléaire	92
5.9.5	Interaction d'un état pré-résonant dans la matière nucléaire	92
5.10	Conclusion	93
6.	Distributions en énergie transverse	93
6.1	Introduction	95
6.2	Distribution en énergie transverse du processus Drell-Yan	95

6.3	Distribution en énergie transverse de la résonance J/ψ	97
6.4	Rapport des distributions en énergie transverse	101
6.5	Suppression anormale de la résonance J/ψ	102
6.6	Interprétations	106
6.6.1	Interactions avec les particules comobiles à la réaction	106
6.6.2	Formation d'un milieu déconfiné	108
6.7	Conclusion	109
7.	Conclusion	109
	Annexes	113
A.	Corrélations	113
B.	Valeurs numériques	117
	Références	120
	Table des figures	131
	Liste des tableaux	137